

Title	パルスパワー装置の高性能化とその応用に関する研究
Author(s)	湯上,登
Citation	大阪大学, 1990, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1162
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

https://ir.library.osaka-u.ac.jp/

The University of Osaka

パルスパワー装置の高性能化と その応用に関する研究

平成2年1月



湯上

登

本論文は、著者が大阪大学大学院工学研究科電磁エネルギー工学専攻博士前期 及び後期課程の五年間に行ったパルスパルスパワー装置を用いた高電圧・大電流 の発生とその応用に関する研究をまとめたものである。近年、高電圧技術の飛躍 的な進歩によりパルスパワー装置も大出力化が進んでいる。又、パルスパワー装 置を用いた工学的な応用も、軽イオンビーム(LIB)を用いた慣性核融合用エ ネルギードライバー、Zビンチプラズマによる軟X線レーザーの発振研究、相対 的電子ビーム(REB)を用いた自由電子レーザー等、非常に豊富であり、注目 を浴びている。

著者は、これらの中からイオンビームを用いた慣性核融合実験を目的とし、高 輝度イオンビーム発生に不可欠なダイオード電圧の高電圧化、及び高輝度イオン ビーム発生の研究を行った。更に、ダイオード電流上昇および軟x線レーザー発 振を目的とした、パルスパワー装置用トランスフォーマーの開発を行い、その応 用の一つとして大強度軟X線発生の研究を行った。

本論文は、六章より構成されている。

第一章は序論であり、パルスパワー装置を用いた応用の歴史、現状を概略し、 パルスパワー装置を用いた応用のため解決すべき問題点を明らかにし、本研究の 意義を示した。

第二章では、高輝度イオンビーム発生に必要となる、高電圧パルスの発生のた めの誘導性エネルギー蓄積システムとプラズマオープニングスイッチの動作につ いて述べている。さらに、この方式を用いた実験によって、ダイオードパルスの 高電圧化、短パルス化(パルス圧縮)が、達成されたことを示し、この時のスイ ッチ領域の開放機構を物理的に明かにした。

第三章では、上で得られた高電圧パルスをイオンビームダイオードに応用し、 高輝度のビームの発生を行った。実験では、外磁場絶縁型のイオンビームダイオ ードに電圧を印加しプロトンビームを発生させ、160TW/cm²rad²のビーム輝度が得 られた。この結果より高輝度ビームの発生にダイオード電圧の高電圧化が必要な ことを示した。

第四章では、パルスパワー装置の出力電流の上昇のために設計開発されたパル

スパワー用トランスフォーマーについて述べている。トランスフォーマーは、ダ イオード電圧を下げ、ダイオード電流を上昇するために開発された装置である。 実験では最大電流1MAが得られ、トランスフォーマーの設計には2次コイルの出力 インダクタンスを最小にする必要があることを、実験的に明らかにした。また、 負荷への高エネルギー注入に対する指針を得た。

第五章では、トランスフォーマーを用いて誘導性の負荷であるライナーを駆動 し、 2軸上にピンチプラズマを発生させた。ピンチプラズマに特有の不安定性を 抑制するために中心軸上にフォームターゲットを置き、均一性の向上がなされる ことを示した。更に、 2ピンチプラズマの工学的応用である軟X線レーザーの可 能性があることを示した。

第六章は結論であり、以上五章で述べた研究成果を総括し、得られた知見をま とめてある。

目	次

第1章 緒論 ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ 1

.

第	2	章		パ	ル	ス	パ	ヮ	-	装	置	に	お	け	る	パ	N	ス	圧	縮	と	高	電	圧	Ø	発	生		٠	٠	٠	•		4
	2		1		は	Ŭ	め	に		•	٠	٠	٠	٠	•	•	•	٠	•	•	٠	٠	٠	٠	٠	•	•	•	•	٠	٠	٠	•	4
	2		2		誘	媁	性	I	ネ	ル	ギ		蓄	積	シ	ス	テ	ム		•	٠	•	•	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	•		5
	2		3		プ	ラ	ズ	マ	才		プ	Ξ	ン	グ	ス	亻	ッ	チ		٠	٠	٠	•	٠	٠	•	•	٠	٠	٠	٠	٠		9
	2	_	4		パ	ル	ス	圧	縮	Ð	デ	ル	解	析		٠	•	٠	•	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	1	2
	2		5		パ	ル	ス	圧	縮	実	験		•	•	•	•	٠	٠	•	٠	•	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	•	1	4
		2	_	5	_	1		ダ	11	-			۴	実	験		٠	٠	•	•	٠	٠	•	•	•	٠	•	•	٠	•	٠	٠	1	5
		2		5	_	2		実	負	荷	実	験	(I)		٠	٠	٠	٠	٠	٠	•	•	٠	٠	٠	•	٠	•	•	٠	1	9
		2	_	5	_	3		実	負	荷	実	験	(Π)		•	٠	٠	٠	•	٠	٠	٠	٠	•	٠	٠	•	٠	٠	٠	2	1
	2	_	6		考	察		٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	•	•	٠	•	•	•	•	٠	٠	٠	٠	٠	•	٠	٠	٠	٠	2	4
	2	_	7		ま	と	め		٠	٠	•	٠	•	•	•	٠	٠	٠	٠	•	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	•	2	7
第	3	窧		高	電	圧	短	パ	ル	ス	Ø	応	用				高	輝	度	亻	才	ン	ビ		ム	Ø	発	生			•	٠	2	9
	3	_	1		は	じ	め	に		٠	٠	•	•	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	•	•	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	•	٠	2	9
	3	_	2		高	輝	度	1	オ	ン	ビ		ム	Ø	発	生		٠	٠	•	٠	٠	٠	٠	' •	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	3	0
	3		3		亻	オ	ン	ビ	·	ム	ダ	イ	オ	-	F		٠	٠	٠	٠	•	٠	•	٠	٠	•	٠	٠	٠	٠	•	٠	3	0
		3	-	3	_	1		は	じ	め	に		٠	٠	٠	٠	٠	٠	•	٠	٠	٠	٠	٠	•	٠	•	٠	•	•	•	٠	3	0
		3		3	_	2		逆	収	東	ダ	イ	才		k		•	٠	٠	٠	•	٠	٠	٠	٠	•	٠	•	•	٠	٠	٠	3	1
	3		4		高	輝	度	1	オ	ン	ビ		ム	発	生	実	験		٠	٠	٠	٠	•	٠	٠	٠	. •	٠	٠	٠	٠	٠	3	4
	3		5		考	察	•	•	٠	. •	٠	•	٠	٠	٠	٠	٠	٠	•	٠	٠	٠	٠	٠	•	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	3	8
	3		6		収	束	実	験	• •	٠	٠	٠	•	٠	٠	٠	•	٠	٠	٠	•	٠	٠	. •	٠	٠	٠	٠	٠	٠	. •	٠	4	1
		3		6		1		は	Ű	め	に		•	•	•	٠	٠	٠	٠	●.	٠	٠	٠	٠	•	٠	٠	٠	٠	٠	•	٠	4	2
		3		6	_	2		幾	何	学	収	束	実	験		٠	٠	•	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	4	2
		3		6	_	3		考	察	•	٠	٠	٠	٠	٠	•	٠	•	٠	٠	٠	•	•	•	•	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	4	4
	3		7	ı	タ		ゲ	ッ	ŀ	実	験		•	•	•	٠	٠	٠	٠	٠	٠	.•	٠	•	٠	٠	•	•	٠	٠	٠	٠	4	7
		3	: -	• 7		1		は	: じ	Ø	に		٠	٠	٠	٠	٠	•	•	٠	٠	٠	٠	٠	٠	•	•	•	•	٠	٠	•	4	7

3-7-2 ターゲット実験・・・・・・・・・・・・・・・48 3-8 まとめ・ · · · · · · · · · · · · · · · 52 • • • • ٠

第	4	章		パ	ル	ス	パ	ワ		装	置	に	お	け	る																			
							1	ン	ピ		ダ	ン	ス	変	換	と	大	Ē	流	パ	ル	ス	Ø	発 :	生		٠	٠	•.	٠	٠	٠	5	4
	4	_	1		は	じ	め	に		٠	•	٠	٠	•	•	٠	٠	•	•	•	٠	٠	•	•	٠	٠	•	•	٠	٠	٠	٠	5	4
	4	_	2		パ	ル	ス	パ	ヮ		ŀ	ラ	ン	ス	フ	オ		マ	-		٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	•	•	٠	5	4
		4		2	_	1		は	U	め	に		٠	•	•	٠	٠	•	٠	•	٠	٠	•	•	٠	•	٠	٠	٠	٠	٠	٠	5	5
		4	_	2	_	2		設	計		٠	•	•	•	•	٠	•	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	•	•	•	•	٠	٠	•	٠	5	6
		4		2	_	3		効	率	計	算		٠	٠	•	٠	٠	•	•	•	٠	٠	•	٠	٠	٠	٠	•	٠	٠	٠	٠	5	9
		4		2	_	4		規	格	化	方	程	式		•	٠	٠	٠	•	٠	٠	•	٠	•	•	٠	٠	٠	•	٠	•	٠	6	2
		4	-	2	_	5		回	路	計	算		٠	٠	٠	٠	•	٠	٠	•	٠	•	٠	٠	٠	•	•	•	٠	٠	٠	•	6	3
	4	_	3		ŀ	ラ	ン	ス	フ	オ	_	マ		動	特	性	実	験	(I)		•	٠	•	٠	٠	٠	٠	•	•	•	6	5
	4	_	4		•	ラ	ン	ス	フ	オ		マ		動	特	性	実	験	(П)		٠	٠	•	•	•	•	٠	٠	٠	•	6	8
	4		5		· 2	次	ב ב	1	ル	თ	タ		ン	数	ດ	最	適	化		•	•	•	•	٠	•	٠	•	•	٠	•	•	٠	7	1
	4	_	5		Ŧ	بر س	প্র	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	٠	٠	٠	٠	٠	•	•	•	٠	•	٠	•	٠	٠	7	3
	-		Ŭ		~	-	.,																						•					
笛	5	音		*	雷	溘	パ	ル	ス	ത	広	囲		•	•	•	•	•	٠	٠	٠	٠	•	•	٠	•	•	•	٠	٠	•	•	7	5
73	5	+	1	7	14	15	⁄. አጎ	17	,	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	٠	•	•	•	•	•	•	•	•	٠	•	•	•	7	5
	5		1 2		**	品	の度	v	紽	発	止	宝	瞈		•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	٠	•	٠	•	•	•	٠	7	6
	5	_	2		v	短	DZ L	<u> </u>	1)XX 1	. _	 Ш	~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~	-	げ	***	ĸ	宝	睑		•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	8	7
	U	5	ບ 	2	л _	1).)	2 12	አ	77					•	~	. 1975. •	•			•	•		•	•	•	•	•	•	•	•	Ř	7
		ีย ธ		о 9		л 1		战力	0	رى بر	¥۲.	k	÷	聆		•			•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	8	ġ
	-	Ð	_	Э		2	*	.9			.,	ь г	大 、	. 73X			•		•					•		•	•	•	•	•	•		a	1
	Э	-	4		x	ζ	رە	I	•	•	•	•	·	•	•	•	•	•	•	•	·	-	•	•	·								0	1
ماريغ	` 	-		 64		≓∧						•	_												•		•					•	a	2
罞	6	早		右		嗣		•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	·	•	·	•	•	9	0
				-41		بدجر																			_		_						0	e
				诩		詳		•	•	•	•	•	٠	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	9	υ
				<u></u>	_	£⊐	_	_	_	-	_			-									•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	a	7
				11		蚞	5	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	-		-	-	•	•	•	-	-	-	-	•	÷	σ	ſ

•

B		パル)) 	۲,	パン	ワ		にガ	よく	るォ	I _	ネド	ル	ギ		注	入 •		•	•	•	•	•	•	•	•	•	9 0	9
D		イオ		21	ヒビ	-	д Д	ダ	イ	オ	-	r F	効	率	·	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	1	0	1
業績	日	録		•	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	٠	1	0	5

· · · ·

.

.

•

第一章 緒論

パルスパワー装置 (Pulsed Power Machine)とは、高電圧(>1MV)、大電流(>100 kA)のパルス(~50ns)を発生することのできる装置である。1960年代、英国の J. C. Martin¹⁾によるパルスパワー技術の開発により、高電圧・短パル スの発生が可能となり、それを用いることにより相対論的電子ビーム(REB: Relativistic Electron Beam)の発生が可能となった^{2,3)}。1970年代、装置 の大型化が進み、REBの研究は飛躍的な進歩を見せた。REBは、電子と物質 の相互作用の研究に用いられた他、強収束が可能であるため、強力X線源、マイ クロ波源、レーザー励起源等の応用に用いられた。また、慣性核融合(ICF:I nertial Confinement Fusion)用エネルギードライバー源としての研究も、19 80年代半ばまで世界各地の研究所で行われた^{4,5)}。

1980年代に入ると、ICF用ドライバーとしては、REBより軽イオンビ ーム(LIB:Light Ion Beam)がターゲットとの相互作用の点で優れていること が指摘され、研究もREBからLIBへと移行し始めた^{6,7)}。LIBはREBよ り飛程が短く、ターゲット中でビームのエネルギーを飛程付近で強く付与するた め、効率よくターゲットを圧縮することが可能である。イオンビームは電子ビー ム用装置の極性を換えるだけで、外に取り出すことが可能であり、ダイオード間 隙に磁場を印加することにより、電子ビームの発生を抑制し、電子ビーム同様効 率よく発生させることが可能である。

このように、電子ビームにはない利点を持つイオンビームではあるが、と同時 に電子ビームにはない様々な多くの問題点を内包している。まず第一に、収束性 に劣ることである。言い替えれば、イオンビームではエネルギーの空間的圧縮が 必要である。イオンはそれ自身電荷を持つためクーロン力により反発し強収束し ない。また、電子のように自己磁場による収束もその質量の大きさ(一番軽い陽 子でも電子の1840倍)から言って、期待できない。収束度を向上させるため には、イオンの発生時点で高輝度のビームが必要になる。高輝度ビーム発生のた めには、高電圧パルスによるイオンの加速が必要である。また、高輝度で発生し たビームをそのまま強収束するために、ダイオード内の電子・イオンの運動を制

-1-

御する必要がある。

第二に、印加電圧パルスの時間的圧縮である。プロトンビームを用いた場合、 ビームエネルギーは8MeVが最低必要であるといわれている。現在のパルスパ ワー技術では、不可能な出力電圧ではないが、今後、プロトンより質量の大きい 原子に移行した場合、更に大きなエネルギーが必要となると予想される。そのた め、既存の装置を用いて、出力電圧の高電圧化、短パルス化を行う技術の確立は、 パルスパワー技術の発展のためにも必要であり、有意義であると言える。

これら二つの問題点は、相補的であるが、出力パルスの高電圧化により、ビーム輝度が上昇することが期待され、その結果、ビームの収束性の上昇も達成されると考えられる。

パルスパワー装置を用いた応用は、電子やイオン等の粒子ビームの発生だけで はない。その一つに、装置に蓄積したエネルギーを粒子などに変換せず、直接プ ラズマの運動エネルギーとして変換し高温高密度のプラズマを生成するライナー 爆縮がある。ライナー爆縮では、プラズマは自己磁場による圧力で中心軸上に加 速され、衝突し、熱化する。これも、イオンビームと同じくエネルキーの時間的 空間的圧縮であるといえる。

イオンビームとの大きな違いは、装置に要求される特性である。ライナー負荷 は、誘導性であり、そのインビーダンスは装置のそれに比べて小さいことが多い 為、効率よく負荷にエネルギーは注入されない。また、装置に要求されるのは電 圧ではなく、電流である。大電流により、より大きなエネルギーが、負荷に注入 されることになる。

以上のように、パルスパワー装置の応用である、イオンビームとライナー爆縮 を考えた場合、装置に要求されることがらは、両極端であると言える。この相反 する要求のために、既存のパルスパワー装置に付加装置を取り付け、その動作を 解明することはパルスパワー技術の進歩の点で非常に有意義であると言える。

また、二つの応用で必要な事柄は、エネルギーの時間的・空間的な圧縮により、 エネルギー密度を向上させることであると言える。

著者は、このようなパルスパワーを用い軽イオンビーム及びライナー爆縮によって実行的なエネルギーの時間的・空間的圧縮の研究を行った。

本論文は得られた成果をまとめたものである。

第二章では、誘導性エネルギー蓄積法による出力電圧の上昇について述べ、こ の方法に不可欠な高速開放スイッチの物理的機構と実験結果について述べる。第 三章では、昇圧された電圧パルスをイオンビームダイオードに印加した時の、高 輝度のプロトンビームの発生について述べ、ビームの高輝度化にはダイオード電 圧の高電圧化が必要であることを明らかにした。第四章では、出力電流の大電流 化のための、パルスパワー装置に付加装置であるトランスフォーマーを設計、実 験について述べる。ここで、出力電流増倍率(~2)を得、トランスフォーマー をパルスパワー装置で用いる場合の問題点について明らかにする。トランスフォ ーマーで得られた大電流パルス(~1MA)を用いたライナー爆縮実験について 述べ、その応用の一つである軟X線レーザーの基礎実験について述べる。

参考文献

- J. C. Martin, International Report SSWA/JCM/704/49, AWRE Aldermaston, England (1970).
- 2) A. R. Miller, "3rd IEEE International Pulsed Power Conference" Albuquerque, NMPP, pp.200-205 (1981).
- G. Yonas, "Proceedings of 9th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research" Baltimore, IAET-CN-41 /N-1 (1982).
- J. Chang, "Proceedings of the 2nd International Conference on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology", Ithaca, (1977) p.195
- 5) M. A. Sweeney and F. C. Perry, J. Appl. Phys. 52 (1981) 4487

第2章 パルスパワー装置におけるパルス圧縮と高電圧パルスの発生

2-1. はじめに

パルスパワー装置の応用の一つである軽イオンビーム慣性核融合(LIB-ICF)にお いて、ビームの収束強度が100TW/cm²以上が要求され、そのイオン種がプロトンの とき要求されるビームエネルギーは8MeVであるとされている¹⁾⁻⁵⁾。上の収束強度 を達成するには、ビームのアノード表面で発生した時点でのビームは高輝度であ ることが要求され、その値βは100TW/cm²rad²以上が必要である。ここでβは

 $\beta = \frac{V J i}{\Delta \theta^2} \qquad (3-1)$

で表される。 但し、ここで V は加速電圧(V)、 J i はイオン電流密度(A/cm²)、 Δ θ (rad)はビーム発散角を表す。 いま、 イオン電流密度 J i は次式で表される。

Ji=2.34×10⁻⁵ ($\frac{\text{mi}}{\text{me}}$)^{0.5} $\frac{V^{1.5}}{d^2}$ (A/cm²) (3-2) チャイルド・ラングミュア則より、ダイオード電圧の1.5乗に比例し、また発 散角 $\Delta \theta$ がダイオード電圧に依存しないと仮定すると、ビーム輝度 β は加速電圧 の2.5乗に比例することが期待される。よって、現在のパルスパワー装置の出 力電圧が1MV程度であることを考えると、ダイオード電圧の高電圧化はイオンビー ム慣性核融合にとって、大変意義の深いことであると考えられる。

この章では、誘導性エネルギー蓄積システムとプラズマ開放スイッチによるダ イオード電圧の高電圧化実験について述べる。この方法は、電気エネルギーを蓄 積するために通常用いられる容量性素子(コンデンサー)を用いる替わりに、誘 導性素子(インダクタンス)を用いる。この方法は以前より提案されていたが、 パルスパワーに応用するためには高速でオープニングするスイッチが必要である ため開発が遅れていた。この方法の特徴は、電気エネルギーを一旦インダクタン スに蓄積し、それを急速に開放するスイッチを用いて負荷に供給することである。 この時、出力電圧を数倍に昇圧する事が可能である。故に、既存の装置を大幅に 変更することなく、出力電圧をダイオード近傍で昇圧することができる利点があ

-4-

り、パルスパワー装置の高電圧化でしばしば問題となる水/真空沿面の絶縁破壊 の問題から逃れられることが可能である。

実験を行う前の集中定数回路による解析では、ラインインピーダンスの3~5 倍の負荷インピーダンスの時電圧上昇率が最大となることが明かとなった。

実験では、溶液性ダミー負荷、電子ビームダイオード負荷、及びイオンビーム ダイオード負荷の3種類の負荷による実験が行われた。また装置のラインの出力 インビーダンスも10と90の2種類で行われ、このシステムの動特性について 研究した。

その結果、ダミー負荷(ラインインビーダンス: Zo=1 Ω)の実験では、プ リパルスの除去された立ち上がりの鋭い電流パルスが得られた。プリパルスはパ ルスパワー装置のパルスラインに存在するスイッチに浮遊する静電容量に原因す るパルスであり、メインパルス到着前にμsに渡って存在する。電圧値もメイン パルスの数%から10%にも達する。このパルスは慣性核融合ドライバーとして パルスパワー装置を考えたときターゲットのプリヒート(前駆加熱)の原因とな ると考えられる。

また、イオンビームダイオード負荷(Ζο=9Ω)の実験では、ダイオード電 圧は1.8MVから6.4MVに昇圧され、パルス幅も50nsから30nsに圧縮された。また、 スイッチ領域のプラズマは開放の後半、ダイオード電流による磁場の効果により プラズマが押し上げられるモデルを考えた結果、モデルと実験はよい一致を見、 更に開放速度が上昇することが明かになった。

2-7は本章のまとめである。

2-2 誘導エネルギー蓄積システム

一般に電気エネルギーを蓄積する方法として、コンデンサーに蓄積する方法と インダクタンスに蓄積する方法とがある。両者を比べた場合、コンデンサーによ る蓄積は、古くから研究がなされており、エネルギーを取り出すために必要なス イッチやコンデンサー自体も安価で手に入りやすいものとなっている。しかしな がら、蓄積のエネルギー密度(蓄積エネルギー/体積)と言う観点からみると、 コンデンサーのエネルギー密度はインダクタンスのエネルギー密度に対して約1

-5-



第2-1図 充・放電回路(上:コンデンサー充電、下:インダクタンス充電)

0%程度であり効率のよいものとは言えない。それに対しインダクタンスを用いた蓄積法の研究は、非常に遅れており、スイッチ等のディバイスも手に入りにくい。

このような蓄積エネルギー密度の高いインダクタンスを用いたエネルギー蓄積 法を誘導性エネルギー蓄積法(Inductive Energy Storage System)と呼ぶ。この方 法では、エネルギー取り出し時に高速で開放するスイッチが必要となってくる点 がコンデンサーを用いる方法との相違点である。この様なスイッチは、蓄積のた めに電流の流れている時間スケールによって、スイッチに要求されるパラメータ ーが異なってくる。

第2-1図に示すように、コンデンサーを用いた時とインダクタンスを用いた ときの充・放電回路を考える。コンデンサーCは充電抵抗Rを介して充電され、 自己放電の時間スケールτcは漏洩抵抗をRoとしたとき、τc=RoCで与えられ る。低インダクタンスの高電圧コンデンサーではこの値は数10分の時間オーダ ーとなる。スイッチScを閉じることによってコンデンサーに蓄積されていたエ ネルギーは負荷 ZLに放電される。放電電流は普通充電電流に比べ大きいため、コ ンデンサー放電回路は、電流増幅回路として考えることが出来る。

インダクタンス蓄積では、インダクタンスしに電流 I 。によって充電される。自 己放電の時定数 r L は、R 。を電流源、スイッチSo、インダクタンスの直列抵抗と して、 r L = L / R 。と表される。 r L は数秒のオーダーである。このことは、比較 的短い時間で充電される必要があるため大容量の電流源が必要である。インダク タンスに蓄えられたエネルギーを負荷に与えるためには、充電回路にあるオープ ニングスイッチを開放することによって、電流を流さなくする必要がある、と同 時に S c を閉じ、回路を負荷側に接続する。電流の減少によってL(dl/dt)で決ま る電圧 V がオープニングスイッチと負荷に誘起される。これらより、インダクタ ンス蓄積は、電圧増幅回路として働くことが分かる。技術的には問題点は二つあ り、充電回路とオープニングスイッチであると言える。

両蓄積法の比較を第2-1表に示す。

	コンデンサー蓄積	インダクタンス蓄積
充電電流	小	大
増幅	電流増幅	電圧増幅
エネルギー密度	小	大
出力スイッチ	有り	研究を要す

第2-1表、コンデンサー蓄積とインダクタンス蓄積の比較

-7-

パルスパワー装置にこの方法を応用することを考えた場合、スイッチには次の ような条件が要求されると考えられる。

1)装置の電流パルス幅程度の伝導時間である。

2) 大電流が流せる。

3) インピーダンスが高速で上昇する。

4) 開放後も、高インピーダンスである。

5)高電圧に耐えうる。

6)回復が早い。

スイッチとしては、電流が流れた後溶断するワイヤー、フォイル等が考えられ るが、連続実験を行ないにくい欠点を持つ。研究に用いられたパルスパワー装置 励電IV号では、上の条件を満たすものとしてカーボン・プラズマを用いた。プラ ズマを用いることによって、プラズマ生成用の外部電源が必要となるが連続実験 が可能となる。

またこのスイッチをパルスパワー装置に用いると電圧パルスの立ち上がり時間 が、スイッチインピーダンスの特性時間程度とすることが可能である。オープニ ングスイッチの特性時間が10ns程度とすることにより、プリパルスの除去された 立ち上がりの鋭いパルスが得られると期待できる。

パルスパワー装置に誘導性エネルギー蓄積システムを応用したときの等価回路 を第2-2図に示す。ここで、2Voはパルスパワー装置の開放電圧、Zo、Zoは それぞれパルスパワー装置のラインとダイオードのインビーダンス、R(t)はオー プニングスイッチのインビーダンス、Loはパルスエネルギーを蓄積するためのイ



第2-2図 オープニングスイッチを用いたときの等価回路

ンダクタンス、Ldはスイッチ領域と負荷であるダイオードの間のインダクタンス である。また、ITは全電流、Idはダイオード電流である。電圧パルス印加初期 において、高電圧電極とグランド電極とはパルス印加以前に打ち込まれたスイッ チプラズマにより短絡されており、スイッチのインピーダンスはOである。電流 はスイッチプラズマを流れるため、ダイオードには電流は流れない。このときイ ンダクタンスLoには、1/2・LoIT²で決まるエネルギーが蓄積される。スイッチ の開放が始まりスイッチインピーダンスが急激に増大すると、Loに蓄積されてい たエネルギーは、ダイオード側に転送され、L(d1/dt)で決まる高電圧パルスとな って負荷に印加される。

2-3. プラズマオーブニングスイッチ^{7),8)}

このシステムにおいて、その性能を大きく左右する因子は開放スイッチの開放 速度である。我々は、カーボンプラズマを用いたプラズマ・エロージョン・オー プニング・スイッチ(Plasma Erosion Opening Switch:PEOS,POS)を実験に用いた。 PEOSの物理的な開放機構モデルを、第2-3図で説明する。

中心導体には、負極性のパルスが印加されるものとする。高電圧パルス印加前 (~µsec)に中心導体と外部導体の間にプラズマを打ち込み、プラズマ柱を 先ず形成し、電極間を短絡する。このようにすることによって、電圧印加初期に おいて、ライン上流からの電流は、このプラズマを流れ、下流のダイオードには 流れない。高電圧パルスが中心導体に印加されると導体表面にはシースが形成さ れ、ここで、電子電流とイオン電流が流れる。シースの中心導体側は電子の放出 体、シースの外部導体側は実効的なアノードとなり、この間で、チャイルド・ラ ングミュアのバイボーラー流に従う電流が流れる。つまり、シースをイオンビー ムダイオードとして考えることが出来る。

この段階では、電子とイオンの質量比より、スイッチ電流のほとんどが電子電流である。この電流がある臨界値 I crit.を越えると、シースは実効的なアノードからバイボーラー流を維持するだけのイオンを引き出せなくなり、シースはプラズマを侵食(エロージョン)するかのように外部導体側に向かって成長を始める。この臨界値は次のように表される。

-9-



 $j = nevZ(m_{1}/m_{2})^{1/2}$

EROSION PHASE



第2-3図、ブラズマオープニングスイッチの開放機構

Icrit. = S n e v pZ $\left(\frac{\text{mi}}{\text{me}}\right)^{0.5}$ (3-3)

ここで、Sはスイッチ領域の面積、mi, meはそれぞれイオンと電子の質量、n, e、zはイオンの密度及び、素電荷、イオンの価数、v。はプラズマの打ち込み速 度である。

実験では、インダクタンスへのエネルギー蓄積を大きくし効率よく高電圧パル スの発生を行う必要がある。オープニング初期にはこのようにエロージョンによ り、スイッチの開放が始まるが、オープニングの後半では、ダイオードへの出力 電流によってできる磁場により、スイッチ領域のプラズマは押し上げられ、シー スの成長を助長し、急速なスイッチの開放が達成されると考えられる。スイッチ の開放後は、真空ラインは磁気絶縁され、インビーダンスは無限大に保たれる。 このようにして、スイッチ部のインピーダンスは、10ns程度の時間スケールで大 きな値となりスイッチは開放される。

プラズマの侵食と磁場による押し上げの両方の効果を含めたシースの成長速度 vsは

$$vs = \frac{Is - Icrit.}{Sne Z} \left(\frac{mi}{me}\right)^{0.5} \left(1 + \frac{eV}{2mec^2}\right)^{0.5} + \frac{I0}{2\pi b} \left(\frac{\mu o}{2nmi}\right)^{0.5}$$
(3-4)

で示される。この式の第1項はプラズマの侵食による効果を表す項であり、次式 のように変形され、打ち込みプラズマの速度 v pに依存する。

第一項= ($\frac{Is}{Icrit}$ -1) vp(1+ $\frac{eV}{2mec^2}$)^{0.5}

また、第2項は磁場による押し上げの効果を示す項であり、上で述べたようにダ イオードからのリターン電流が大きくなってから支配的となる項である。後に述 べる、計算機での解析ではで磁場による効果は雪かきモデル(スノー・プロー・ モデル)によって考えた。このモデルは磁場のピストンによりプラズマが押し上 られるとき、始めに押し上げられたプラズマの質量も考慮に入れたモデルである。

シースの厚さdは、オープニングの始まった時間からプラズマの速度を積分し て、

$$d = \int_{t_{op}}^{t} s d t \qquad (3-5)$$

で表される。スイッチのインピーダンス R は、チャイルド・ラングミュアの式よ り、

$$R = \frac{d^2}{K S V^{0.5}}$$
 (3-6)

となる。ここで、Kはパービアンス、Vはスイッチ電圧である。

以上の考察により、スイッチのオープニングを全電流が最大のときに始まるよ

うにするためには、オープニングの始まる電流値 Loritはパルスパワー装置固有 の値であるので、プラズマの密度と速度の積を一定にする必要がある。

この条件の下で、オープニングの速度を上げる、つまり急激なスイッチのイン ピーダンス上昇を達成するためには、プラズマの打ち込み速度を上げ、プラズマ の密度を下げることが必要である。このことは、上記の開放の理論に基づいて次 のように考えられる。(3)式の第1項は打ち込みプラズマの速度にほぼ等しい ので、シースのプラズマへの侵食速度を上げるために、打ち込みプラズマの速度 を上げ、すばやくスイッチインピーダンスを大きくすることによりダイオードか らのリターン電流を立ち上がらせることができる。と同時に、プラズマの密度の 低下により、プラズマの全質量が減少するこため、後半の磁場の圧力による効果 を大きくすることができると考えられる。よって、POSの開放速度の向上のた めには、打ち込みプラズマの速度を上げ、密度を下げることが必要であると考え られる。

2-4. パルス圧縮モデル解析2,

実験を行う前に、どの様な条件の下でどの程度の電圧上昇が見込まれるか知る ことは大変意義のあることである。以上で述べたシステムの性能を、解析するた めに、第2-2図の集中定数回路を用いて解析を行った。解くべき回路方程式は、 次の通りである。

 $2 \operatorname{Vo} = \operatorname{ZoIT} + \operatorname{Lo} \frac{\operatorname{dIT}}{\operatorname{dt}} + \operatorname{R} (t) (IT - ID) \qquad (3-7)^{2}$

 $0 = R(t)(IT - ID) + LD\frac{dID}{dt} + IDZD \qquad (3-8)$ CBS, ZZCR(t)dt

$$R = 0 \qquad (t < t op)$$

$$= \frac{d^2}{K S V^{0.5}} \qquad (t > t op) \qquad (3-9)$$

であり、 topは Is= Icrit.となる時刻である。 つまりスイッチのインピーダン

第2-2表 モデル計算パラメーター

用いたパラメーターは、後に述べる実負荷実験のパラメ ーターを用いた。このパラメーターはまた高輝度イオン ビーム発生実験のものと同じである。

印加電圧	V o	2.5 MV
パルス幅	τ	50 ns
特性インピーダンス	Ζo	9 Ω
負荷インピーダンス	ΖD	30 Ω
蓄積インダクタンス	Lo	230 nH
寄生インダクタンス	LD	50 n H

スは時刻 t op までは0 であり、オープニングが始まると同時に急激に上昇する。 計算に用いた主なパラメーターを第2-2表に示す。

ここでの計算は、簡単のために磁場による押し上げを考えずオープニングスイ ッチのシースの成長速度 v pを一定として計算を行った。よって、シースの厚さ d は、

 $d = v p (t - t o p) = v p \tau$

となり、オープニング後のインビーダンスRは、

 $R = \frac{v p^2 \tau^2}{K S V^{0.5}} = A \tau^2$

と表され、時間の2乗に比例する。ここでパラメーターAはオープニングスイッ チの特性を示すパラメーターであり、

これらのパラメーターは、実験に用いた実験パラメーターと同様である。また ダイオード・インビーダンスは実際には時間的に変化するが、負荷としてイオン ビームダイオードを考えZD=30Qで一定とした。計算結果の一例を、第2-4 図に示す。出力パルスは、高電圧でパルス幅の短いものになっている(パルス圧 縮)。

また、オープニングスイッチのダイオードインビーダンスやダイオードインダ クタンスに対する最適値を求めるためにパラメーターサーベィーも行った。この



第2-4図 計算結果(電圧電流波形)



第2-5図 パラメーター計算結果

結果を第2-5図に示す。ダイオードインピーダンスは、装置の特性インピーダ ンスZaの3~5倍程度で効率及びパルス圧縮率に最適値があることが分かり、ダ イオードインダクタンスは低いほど特性がよいことが明かとなった。

2-5. パルス圧縮実験10)

2-5-1 ダミーロード実験

イオンビームダイオード実験では、電圧パルス印加中にダイオードインピーダ ンスは時間的に変化するために、オープニングスイッチの挙動が正確に把握でき ない。そのため、予備実験としてダイオードインピーダンスが一定になるように ダミー負荷をダイオードとして実験を行った。用いたダミー負荷は、チオ硫酸ナ トリウム (Na2S2O3)の溶液抵抗で5Ωに設定した。

第2-3表、ダミー負荷における実験パラメーター 極性は、電圧パルスの極性を表し、Sはスイッチ領域の面積(cm²)、 b+, b-は、それぞれ正極側、負極側の電極半径(cm)を示す。

Ζo	1 (Ω)	極性	+, (-)
Vo	0. 65 (MV)	S	50
τ	50 (ns)	b	12.5 (8.0)
負荷	ダミー	b +	8.0 (12.5)
Lo	80 (nH)		
Ld	20 (nH)		
Zd	5 (Ω)		

このときの実験配置を第2-6図に示す。このとき、励電IV号は1Ωモードで あり、電圧パルスの極性によるスイッチの開放特性を比較するために、装置の出 カバルスを正極性及び負極性の2種類で実験を行った。初期にエネルギーの蓄積 が行われるインダクタンスは、真空中の同軸線路を用いた。同軸線路の単位長さ 当りのインダクタンスは、線路の内半径と外半径の比で決まる。

電流計測はスイッチ領域の上流側でITを、スイッチ領域と負荷の間でIDを、 それぞれ自己積分型のロゴウスキーコイルで計測した。

オープニングスイッチの動作に重要な役割をするスイッチプラズマは、メンデ ルタイプ⁹⁾と呼ばれる沿面放電型のプラズマガンによって作られ、外部電極から 中心電極に向かってスクリーン・メッシュを通して4方向から供給された。スク リーンメッシュの開口率によってプラズマのフラックスは制御される。



第2-6図 ダミー負荷(5Ω)によるプラズマオープニングスイッチ 実験配置

プラズマの生成は、次のような機構で行われると考えられる。コンデンサーバ ンクからの電圧によって中心電極とグランド電極との間のカーボンがコートされ た絶縁物において沿面放電がまず起こる。この沿面放電によってカーボンプラズ マが生成される。沿面放電路を流れる電流とそれによって発生する磁場によって J x Bの圧力によってプラズマは前方に押し出される。このことからも分かるよ うに、プラズマの打ち込み速度は放電電流に強く依存し、オープニングスイッチ の動作を決定するプラズマの速度は、この放電電流を上げることによって上昇す るものと期待される。そのため、プラズマ源の浮遊インダクタンスの低いフラッ シュボードタイプのプラズマ源の方が、高速打ち込みに適していると考えられ、 今後の研究が待たれる。

このプラズマガンは、装置自身とは別電源(最大充電電圧50kV、1つのプラズ マガン当り0.3µF)により駆動された。プラズマの密度とドリフト速度は、バイ アスされたチャージコレクター(Biased Charge Collector,BCC)によって計測さ れた。ドリフト速度はプラズマ源からの距離の違う2つのBCCの信号の時間差によ って求めた(Time of Flight Methde,TOF法)。充電電圧35kVのとき、打ち込まれ たカーボンプラズマの速度と最大密度はそれぞれ、vp=1.4×10⁷cm/s, n=1.2

-16-

×10¹³cm⁻³である。

また、予備実験よりこの電源で発生するプラズマの速度 v pと充電電圧 V chには、 vp V_{ch}^(0.6-0.8)の依存性がある。プラズマは装置の主パルスの到着の約4.5μ s前に打ち込まれ、プラズマ柱を形成する。この時間(ディレー時間)を操作する ことによって、(2)式で表されるスイッチ領域のプラズマの密度と速度の積を 制御し、スイッチ動作の最適化を行った。

実験によって得られた電流波形を第2-7図に示す。それぞれの写真において、 上が全電流 I_T、下がダイオード電流 I_Dである。

(a)は、オープニングスイッチを用いなかったときの電流波形で、 プリパル スのある立ち上がり時間の長い波形である。 左側はパルスの極性が負極性であり 右側は正極性である。それぞれについて、 プラズマの密度と速度の積を変化させ てダイオード電流の立ち上がりが急峻になることで最適化を行った。

(c)は、プラズマの密度と速度の積が最適化された場合である。これを見て も分かるようにダイオード電流のプレパルスは除去され、ダイオード電流は10ns で500kAに立ち上がる鋭いパルスになっている。

また(b)は、プラズマの密度を下げたプラズマの密度と速度の積を小さくし た場合である。このときスイッチは、全電流が最大となる前にオープニングを開 始しているため、ダイオード電流にはプレパルスが観測されている。これとは逆 に、(d)の波形は、プラズマガンの充電電圧を上げ、ディレー時間を長くした 場合である。この場合、プラズマの密度と速度の積は大きいと考えられるため。 そのため臨界電流が大きくなり、オープニング時刻は遅れ、ダイオード電流は減 少している。

負極性と正極性を比べた場合、負極性のパルスの方が立ち上がりの急峻なもの が得られる。これは、次のように説明されると考えられる。負極性のパルスの場 合はプラズマ中のシースは中心導体側に形成され、外部導体側に成長し、パルス の後半では、リターン電流による押し上げによってさらに成長が促進される。こ れに対して、正極性パルスの場合は、シースは外部導体側から中心電極側へと、 負極性の時とは逆の方向へと成長し、リターン電流による押し上げ磁場は負極性 の場合に比べ内外導体の半径比だけ小さくなる。このため、正極性より負極性の 時の方が、立ち上がりの急峻なパルスが得られると考えられる。

-17-



Without PEOS 140 kA/div. ۱_t

ld 170 kA/div. 50 ns/div.

(a)



(g) 25 kV, $5.3 \mu \text{s}$

ダミー負荷実験電流波形 第2-7図

また、正極性パルスにおいて、負極性の最適値で実験を行った。(第2-7図 (e))このとき、プリパルスが観測された。正極性の場合、スイッチ電流が流 れ始めると同時に、プラズマの侵食によってシースが成長し始め、スイッチがイ ンビーダンスを持ちダイオードに電流が流れると考えられる。打ち込みブラズマ の速度を上げた場合は顕著であり、正極性パルスの場合は、プラズマの速度を下 げた方がプリパルスの除去には効果があると言える。(第2-7図(f)(g))

2-5-2 実負荷実験(I)

オープニングスイッチによるパルス圧縮実験を、実負荷であるダイオードを用いて行った。実験では、特性インピーダンス1Qの励電IV号とインピーダンス 変換ラインを取り付けた励電IV号ーH、9Qで行った。パルスの極性はダミー 負荷の実験を踏まえて両方とも負極性で行った。実験配置を第2-8図に示す。 また、それぞれのおもな実験パラメーターを第2-2表に掲げる。

Ζo	1 / 9 (Ω)	極性	_
Vο	0. 65/2. 1 (MV)	S	50/28
τ	50 (ns)	b — ·	8. 0/4. 0
負荷	電子ビームダイオード	b +	12.5
-	ノイオンビームダイオード		
Lo	80/240 (nH)		
Ld	25/40 (nH)		
Zd	5 - 15 / 30 (Q)		· .

第2-2表、実負荷実験における実験パラメーター

電流はロゴスキーコイルで計測し(時間分解能: 5ns)、ダイオード電圧 V_{D} は、 誘導性電圧モニター(Inductive Voltage Monitor: L_m)で測定した。これは負 荷インビーダンス(Zd)に比べて十分大きいインダクタンスであり(Z_{D} >>L m/r: rはパルス幅)、これを負荷に取り付け、それに流れる電流(I_m)の時



第2-8図 ダミー負荷(電子ビームダイオード)による

プラズマオープニングスイッチ実験配置図

間微分によって電圧を計測するものである(V_D=L_mdI_m/dt)。L_mに流れ る電流は、ロゴスキーコイルとBドットプローブ(時間分解能:3ns)によって計 測された。Bドットプローブは電流値の時間微分波形であるため、計測された値 がそのままダイオード電圧に比例する。

また、9Qモードでの動作では、ダイオードとしてイオンビームダイオードを 用い、ダイオード電圧は電気的計測とのクロスチェクのために、負荷であるイオ ンビームダイオードから発生したプロトンビームをターゲットに照射し、核反応 で発生する中性子スペクトルから、プロトン加速エネルギーを求めた。用いた核 反応は⁷Li(p,n)⁷Be(Eth=1.7MeV)と⁶⁵Cu(p,n)⁶⁵Zn(Eth=2.2MeV)である。これらの 反応は、閾値を持っているためEth以下のプロトンがターゲットに照射しても中 性子は発生しない。中性子エネルギーはシンチレーターとフォトマルチファイヤ ーによる飛行時間法(TOF、time of flight)により計測した。

初めに、1Qモードでの実負荷ダイオードによる実験について述べる。第2-9図に1Qでの動作の電圧、電流波形を示す。用いたダイオードは逆収束型の電 子ビームダイオードで、ダイオード間隙は4mmである。このダイオードでは、アノ ードは真鍮製でありイオン源はない。そのためイオンは発生しない。プリパルス



第2-9図 10モードにおける電圧・電流波形

は完全に除去されダイオード電圧は0.72MVから1.98MVと1.8倍に、パルス幅は 45nsから10nsと圧縮されている。出力パワーは0.14TWから0.48TWへとパルス圧縮 されている。エネルギー効率は、約76%であり非常に高効率であると言える。 (第2-10図)

2-5-3. 実負荷実験(Ⅱ)

次に、9.Ωモードでの実験について述べる。通常励電Ⅳ号の出力インピーダン スは1Ωであるが、トランスミッションライン(伝送ライン:TL)とダイオード・ 部の間にインピーダンス変換ラインを取り付けることにより、出力インピーダン スを9Ωにすることができる。

 9Ω の場合の出力電流は、 L_{a^2}/Z_{a^3} の依存性で 1Ω の時より減少するため、



第2-10図 1Ωモードにおける実験結果(ダイオードパワー) スイッチの臨界電流値Icrit.は、1Ωのときのそれに比べて小さくなる。そのた めプラズマのフラックス量を1Ωの時に比べ少なくする必要がある。また、オー プニング後半でのリターン電流による磁場の効果も小さくなると考えられる。そ のため、スイッチ領域の面積(S)と中心導体の径(r)を小さくして実験を行 った。これにより、1Ωのときと同じプラズマ源を用いてはいるが、プラズマの フラックスが滅るため臨界電流値は小さくなり、オープニングスイッチの最適化 が行えると考えられる。



第2-11図 9Ωモードにおける電圧波形

用いたダイオードは、外磁場印加型の逆収束型イオンビームダイオードであり、 ダイオードの動作インピーダンスは、 Z ~ 30 Ω である。この値は、計算で予想 した P O S の 最適動作領域の範囲内にある(実験配置図は4章参照)。

第2-11図に9Ωでの電圧波形を示す。実線と破線はそれぞれオープニング スイッチを用いたときと用いなかったときの波形であり、点線は上で述べた計算 による電圧波形である。波形より、電圧パルスはピークで6.4MV、パルス幅 20nsに圧縮されている。これらの結果より、このシステムは、電子ビームダ イオードにおいても、イオンビームダイオードにおいても、動作することが明か となった。 第2-12図に中性子信号 (⁷Li(p,n)⁷Be)からの電圧計測とインダ クティブ電圧モニターで計測された電圧値を示す。中性子計測での電圧値は、電 圧モニターでの値より約30%低い。この不一致の理由は、明確ではないが次の ようなことが考えられる。電圧パルスが非常に短くなったため、アノード表面で のアノードプラズマの生成が超パルスの時と異なり、十分に成長していないこと

-23-



第2-12図 IVMによる電圧と中性子計測による電圧の比較 が考えられる。そのため、プロトンの発生とパルス印加時間との間に遅れが生じ たためと考えられる。

また、スイッチ領域での電子の様子を知るために、スイッチ領域に面したアノ ード裏面と中心導体にラドカラーフィルムを貼って計測を行った。 ラドカラーフ ィルムの計測によると、アノード裏の中心導体に近くなるにつれて強く電子の当 たった跡があり中心導体も下流になるにつれて同じ傾向がみられた。このことよ り、スイッチ領域で発生した電子はリターン電流によってできる磁場によって曲 げられ外部電極側には到達していないことが明らかになった(磁場絶縁)。 同様 にスイッチプラズマもリターン電流によって外部電極側に押し上げられているこ とと考えられる。

2-6. 考察

POSを用いたインダクティブ・エネルギー・ストレージ・システムによって パルスパワー装置の出力電圧が3倍にすることができた。この節ではPOSの性 能を左右するスイッチ領域でのプラズマについて考察する。 スイッチ領域のインビーダンスRsがOに近い伝導状態(Conduction Phase) ではイオン電流は打ち込まれたイオンのドリフト速度で決められる値を越えない。 電子とイオンの質量比から、スイッチ電流 Isは電子電流を Ie、 イオン電流を I iとするとき

Is = Ie + Ii

~ I e (I e>> I i) (3-10)

 $\frac{I i}{I e} = \left(\frac{m e Z}{m i A}\right)^{0.5} \sim 0.01 \text{ (for } C^{2+}) \text{ (3-11)}$

故にスイッチに流しうる電流には上限がある。実験に用いたパルスパワー装置で はこれ以上に電流が流れる。このときプラズマからイオンを引き出せなくなり、 ギャップが成長し始める。そのギャップはイオンを含めた空間電荷制限電流に従 い、インビーダンスが増加する。しかし、シースの成長だけでは、実験に見られ るインビーダンスの増加は説明できない。

電流はオープニング中にプラズマの表面を流れ負荷側に向かう。プラズマ表面 を流れる電流は自身の電流によって作る磁場によってJxB力を受け、プラズマ をアノード側に押し上げ、上に述べたギャップの成長を助ける。これによって、 スイッチインピーダンスは鋭く立ち上がることとなる。

この磁場の効果を含めたスイッチ・インビーダンスの時間変化の計算結果と実験結果を示す(第2-13図)。実験結果#1839、#1828のスイッチインビーダンスは、次式によって実験から求めた。

 $R(t) = \frac{VD + LD(dID/dt)}{IT - ID}$ (3-12)

他の2つの実線は、本章2節のPOSモデルから求めた計算値である。図を見て も明らかなように、磁場の効果を入れた場合の計算では、実験結果と非常によい 一致を示す。磁場の効果を入れないときは、磁場の効果を入れたときと比べて、 スイッチ・インビーダンスの上昇の立ち上がりの部分では一致するが、時間とと もに一致しなくなる。これは、オープニングの前半では、シースのプラズマへの 侵食によってインビーダンスが上昇するが、オープニングの後半では、負荷電流 の増加が始まり、それによってできる磁場がスイッチプラズマを押し上げる効果

-25-



第2-13図 スイッチ領域のインピーダンスの時間変化

2-7.まとめ

本章で得られた結果をまとめる。

- (1)誘導性エネルギーシステムを用いたパルス圧縮実験を3種類の負荷で実験 を行った。
- (2)開放スイッチとしてプラズマオーブニングスイッチを用い、パルスパワー 装置に取り付けたときの動特性を確認した。
- (3)パルスパワー装置におけるパルス圧縮モデルによって負荷の電圧、電流を 評価することが可能となった。
- (4)1Qモードにおけるダミー負荷実験では、プリパルスの完全に除去された、 立ち上がりの鋭いパルスが得られた。
- (5)負極性モードの方が正極性に比べ、誘導性エネルギー蓄積システムの動作 は、優っている。これは、スイッチプラズマのシースの形成する極性に依 存することが明かとなった。
- (6) 9 Ω モードの実験では、電圧パルスは6.4 M V に昇圧され、パルス幅も 25 n s に圧縮された。
- (7)スイッチのオーブニング後半では、ダイオードからのリターン電流によっ てできる磁場によるプラズマの押し上げが、オープニングに強く寄与する ことが明かとなった。モデル計算においてプラズマの動きをスノープロー モデルで扱うことにより、スイッチの動作を再現することが可能となった。
- (8)スノーブローモデルで行ったスイッチインビーダンスの計算は、実験とよい一致を見た。

参考文献

* オープニングスイッチに関するレヴュー的文献としては、

Proc. of the IEEE, Vol. 72, No. 8, August 1984

また、パルスパワー装置におけるオープニングスイッチの実験・理論に関しては、

"Special Issue on Fast Opening Vacuum Switches"

IEEE Trans. on Plasma Sci. PS-15 No. 6 (1987)

- R. A. Meger, R. J. Commisso, G. Cooperstein and S. A. Goldstein Appl. Phys. Lett. 42 943 (1983).
- (2) S. Miyamoto et al.Jap. J. Appl. Phys. 23 L109 (1984).
- (3) S. Miyamoto et al.Proc. 5th IEEE Pulsed Power Conf.(Arlington, VA) 1985, p432
- (4) B. D. Weber et al.
 Proc. 6th Int. Conf. High Power Particle Beams (Kobe, Japan) 1986,
 p.851
- (5) H. Bluhm et al. Proc. 6th Int. Conf. High Power Particle Beams (Kobe, Japan) 1986, p.855
- (6) C. W. Mendel Jr. and S. A. Goldstein

J. Appl. Phys. 48 (1977) 1004.

- (7) P. F. Ottinger, S. A. Goldstein and R. A. MegerJ. Appl. Phys. 56 (1984) 774.
- (8) B. V. Weber et al.Appl. Phys. Lett. 45 (1984) 1043.
- (9) C. W. Mendel Jr., D. M. Zager, G. S. Mills, S. Humphries Jr. and S.A. Goldstein

Rev. Sci. Instrum. 51 (1980) 1641.

(10) S. Miyamoto et al.

Jap. J. Appl. Phys. 25 (1986) L108.

第3章.高電圧短パルスの応用 -高輝度イオンビームの発生-

3-1. はじめに

誘導性エネルギー蓄積システムで得られた高電圧パルスによる高輝度軽イオン ビーム(Light Ion Beam;LIB)の発生について述べる。ICF用ドライバーとして のLIBは、発生効率が高い、ターゲットとの結合が良い、そして装置が他のド ライバーに比して安価であることなどから、非常に注目されている。その反面、 イオンは荷電粒子であるためその収束性に劣り、また伝送の問題も指摘されてい る。イオンの収束性を決定する第一の要因は、アノード表面で発生した時点での ビームの発散角である。

通常イオンビームは、ダイオードに高電圧を印加することで発生する。ダイオ ードに印加される電圧は、高電圧のバルスが要求される。第二章で得られた高電 圧パルスをイオンビームダイオードに印加し、イオンビームの発生実験を行った。 この実験は、これまでの実験で用いられた電圧領域とは異なるため、様々な現象 が起こるものと考えられる。

この章では、外磁場型のイオンビームダイオードに、高電圧(~5MV)を印加し、 高輝度のプロトンビームを得る実験について述べる。ビームの輝度を計測するた めに、ビームエネルギー、ビーム電流密度、ビーム発散角を計測した。その結果、 高ビーム輝度(β~100TW/cm²rad²)が得られ、輝度の電圧依存性もβ V^{1.9-2.} [®]が得られた。また、ビームの発散角は印加電圧と共に減少することが実験的に得 られた。これらの結果から、高輝度イオンビームの発生にはダイオード電圧の高 電圧化が必要であることが示されたといえる。

さらに、得られた高電圧パルスを収束ダイオードに印加し、ターゲットとの相 互作用実験を行った。そのときのビーム強度は0.1TW/cm²であった。3層構造を成 すターゲット実験では、0.3Mbarの噴出圧力を観測した。この値は、従来の実験値 で予想される値の3~4倍の値である。これは、キャノンボール効果によって説 明でき、シミュレーションとの一致を見た。イオンビームによるこの効果は、点 火の条件を緩和するものであると期待される。

-29-
第3-8で、この章をまとめる。

3-2. 高輝度イオンビームの発生

イオンビーム慣性核融合を考えた場合、まずビームに対する第一番目の要求と して高輝度であることが上げられる。ビームの輝度βは、次式で与えられる。

$$\beta = \frac{J_i V}{\Delta \theta^2} \qquad (W \neq c m^2 r a d^2) \qquad (3-1)$$

ここに、 J_i、 V、 Δ θ はそれぞれ、ビーム電流、加速電圧、発散角である。この 式を見ても分かるように慣性核融合には、 大強度でかつ広がりの少ないビームが 必要であることが分かる。また、 J_iと V の間には、 チャイルド・ラングミユアの 関係式より

 $\beta \propto V^{2.5}$ (3-3) が期待される。

3-3. イオンビームダイオード1)

3-3-1. はじめに

イオンビームの発生部は通常ダイオードと呼ばれる。ダイオードは正負の電圧 をかけた二極管で普通ブレークダウンを抑えるために真空中に置かれる。ダイオ ードの理論は古くChildとLangmuirによって研究された。

イオンビームダイオードには、以下に示すように様々な種類がある。それぞれ には特徴があり、実験の目的によって使い分けられる。

- ① Pinched Electron lon Beam Diode
- ② Inverse Pinch Ion Diode
- 3 Magnetically Insulated Ion Diode

④ Radial Focus Ion Diode

外磁場を印加することにより、電子の発生を抑制しイオン発生効率の上昇を目指 したダイオードが、③である。その他のダイオードも磁場を積極的に用いること は可能で、その磁場が外印磁場であるか、自己磁場であるかで、外磁場型、自己 磁場型と分類される。また、磁場の方向によっても分類が行われBr型、Bθ型等 と呼ばれる。更に、そのダイオードが、イオンの発生を目的にしたものであるか、 集束を目的にしたものであるかでも分類することが可能である。

3-3-2. 逆収束型ダイオード

本実験に用いられたイオンビームダイオードは外磁場(Br)型の逆収束ダイオ ード(Inverse Pinch Diode: IPD)と呼ばれ、ビームの収束は行わない形状のダイ オードである。外磁場型のダイオードは、MID(magnetically Insulated Diode)と 呼ばれ、外部電源により駆動される磁場コイルによりAK間隙に磁場を印加する。 ダイオード電圧とAK間隙の距離で決まる臨界磁場以上の磁場を印加することに よって、カソードから出た電子はアノードに到達することなく、カソード側に戻 ってくる。これによって電子電流は抑制され、イオン電流が増大し、高効率のイ オンダイオードであると言える。電子に比べ質量の十分大きいイオンは、磁場か ら運動を影響されることなくカソード側に到達する。



第3-1図 PINCH ELECTRON BEAM DIODE



第3-2図 INVERSE PINCH DIODE

このIPD²)は、大阪大学で開発された、高効率、低ビーム発散角のダイオー ドである。従来用いられたPED(Pinched Electron Beam Diode)とIPDの違い を第3-1図と第3-2図で説明する³⁾。 IPDの特徴は、カソードから発生し た電子はE×Bドリフトによって外側に流れるため、電子の集中する領域がない。 そのため、アノード表面での電界の乱れがなく、アノードプラズマの擾乱がない ため低発散角のビームの発生が期待できる。また、自己磁場の Bドリフトの方 向は、電子をアノードから引き離す方向であり、これによって電子のアノード表 面での滞在時間が長くなりイオンの発生効率の上昇も期待できる。

本実験に用いたダイオードは、このようなMIDとIPDの両者の持つ利点を 兼ね備えたものであると言える⁴⁾。

実験に用いたイオンビームダイオードのパラメーターを第3-1表に示す。

高輝度イオンビームを得るには高電圧パルスが必要なことは既に述べた。ここでは、高輝度イオンビームを得るために必要なイオンダイオードのパラメーター について述べる。

目標となるパラメーターは次の通りである。

ダイオード 電圧	V = 5 M V
ダイオード電流	I = 1 7 0 k A
パルス幅	$\tau = 20$ n s

エネルギー E=17kJ である。この値を達成するために励電Ⅳ号各段のエネルギー効率を評価した。 ① 励電Ⅳ号効率 η₁₁ =0.5

2	インピーダンス変換ライン効率	η ιτι	= 0.	7
3	パルス圧縮効率	∜ рс	= 0.	5

よって、マルクス蓄積エネルギーEoは

Eo=17kJ/ηıτ・ηıτL・ηpc≧97kJ よって、マルクスには100kJ以上必要である。

高輝度イオンビーム~200TW/cm² rad²の達成にはパラメーターとして、V=5MV, Ji=10kA/cm²、 $\Delta \theta$ = 1.2[°]程度が目標となる。そのためイオン効率が50%とする と、イオン電流 I i は全電流 I_T=170kAより、 I_i=80kAが求まり、これから算出され るアノード面積は8cm²と小型になってくる。

効率の評価(付録D)より、Gfk~10、ηi~0.5を考えると、自己磁場 絶縁型ダイオードでは、ηi~0.045となり、困難である。イオンダイオード としては、Br印加逆収束型ダイオードまたは外磁場絶縁型ダイオードが適当であ ると考えられる。

アノード面積が8cm²程度であるから、その半径は2~3cmとなる。 P ~ 2を得る ためには

IT = 160

 $P = 2 \rightarrow r Bc = 10 (T \cdot cm)$

である。 r₁=2.3cmとすると、外磁場として43kG以上が必要となってくる。

第3-1表 イオンビームダイオードのパラメーター

形式	IPD (外磁場型)	外磁場	2.1T
磁場	Br	AK	3~5mm
テノート 材質	SUS304	•	
外半径	3.5 (cm)	イオン源	パラフィン
内半径	2.5 (cm)		(グルーブ)
	i i i i i i i i i i i i i i i i i i i	1	1



第3-3図 実験配置

外磁場用電源としては、92μF、13kVのスローバンクコンデンサーを用い、30k A程度の電流を磁場コイルに流した。コイルによって発生する磁場は2.1Tで、AK 間隙にθ方向の磁場は、1.4Tである。このときのビッチPは1.5であった。

3-4. 高輝度イオンビーム発生実験

実験配置を第3-3図に示す。用いたダイオードはIPDの外磁場型である。外磁場はアノードに対向したコイルによってr方向に発生する。ダイオード電圧及びダイオード電流は、IVM(第2章参照)、自己積分型ロゴウスキーコイルを用いた。

ビームの輝度を算出するためには、ビームエネルギー、ビーム電流密度、発散 角を正確に計測する必要がある。一般にビームエネルギーは、ダイオード電圧と 等しいとしてもよいが、電圧パルスは圧縮され通常の場合よりも短くなっている ためイオンの発生時間の遅れが問題になってくると考えられる(ターンオン時間 の遅れ:アノードプラズマの形成に必要な時間があると考えられる)。

ビームエネルギーを直接計測する方法として、核反応計測がある。この方法は、 ビームが標的(ターゲット)に照射されたとき娘核として放出される粒子(中性



第3-4図 ⁶⁵Cu (p, n) ⁶⁵Zn 反応の反応断面積 子、α粒子等)を計測するものである。反応には様々な反応があるが、反応のQ 値の正負によって大別することができる。Qが正の時は反応は発熱反応であり、 負の時は吸熱反応であると言える。吸熱反応の時はその値の絶対値以上のエネル ギーを持ったビームがターゲットに照射されない限り、反応粒子は生成されない。

実験で著者は、陽子が入射し中性子が放出される反応として⁶⁵Cu(p, n) ⁶⁵Znと⁷Li(p, n)⁷Beを用いた。第3-4図にこの反応の、入射エネル ギーに対する反応断面積のグラフを示す。この反応は、それぞれE=2.2Me V、1.7MeVで閾値があるため、パルス圧縮されていないときの電圧(1. 8MV)で加速されたイオンとは反応せず、中性子は発生しない。

この反応で発生した中性子は、ダイオードから3.3m離れたシンチレーター と高電子増倍管の組合せによってで検出された(TOF法)。X線シールドのた めシンチレーターは鉛で覆われ、また散乱中性子によるノイズ信号を防ぐために 周囲は中性子に対して反応断面積の大きいパラフィンで囲んだ。この方法では、 シンチレーターの信号として中性子の信号の他に、ダイオード内の高速電子によ る制動輻射 x線の信号も検出される。 x線の信号は中性子の発生原点として用い るため、 x線信号の幅が無視できる程度にダイオードと中性子ディテクターの距 離を離すことによって精度のよい計測が可能である。また、信号値を積分するこ とによって、 閾値以上のエネルギーを持ったプロトンの電流値も算出することが 可能である。

-35-



第3-5図 ¹²C (p, γ)¹³N (β⁺)¹³C 反応の反応断面積 また、イオン電流密度も核反応計測によって行った。一般に、イオンビームの 電流密度の計測にはチャージコレクター (Biased Charge Collector:BCC) が用い られる。このような電気的な計測は今回用いられなかった。その理由は、実験は POSを用いるために負極性で行ったことにある。正電荷を持つイオンは高電圧 側に引き出されるため、高電位でのイオンビームの計測が必要となって来る。一 般に、計測は電気的な計測であり、グランド電位に於て行われるため非常に困難 なものとなってくる。

イオン電流計則に用いた核反応は、 ${}^{12}C(p,r){}^{13}N(\beta^{+}){}^{13}C$ である。この反応の 半減期は、9.96分、共鳴エネルギーは、457keVと1.70MeVである。そのイールドを 第3-5図に示す。この反応では、プロトンビームが入射すると β^{+} が放出され、 β^{+} は安定に存在せず周囲の電子と結合して2個の消滅r線(0.51MeV)を反対方向 に放出する。この2つのr線を計測すれば間接的にイオン電流を計測することが できる。いま、ビーム照射 t_1 (sec)後、 Δ tの間測定した結果 kの計数値を 得たとき、計数効率を η とすると、イオンの個数 N p は、

Np = $\frac{k}{\lambda} \exp\left(\frac{t_1}{r}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta t}{r}\right)\right) / \left(Yp + \frac{Nd}{Np}Yd\right)$ で与えられる。ここでrは反応の半減期である。誤差は、ボアソン分布を仮定す れば、 ± \sqrt{k} で与えられる。この計測では、イオンの個数が大きいときターゲッ トのカーボンが、吹き飛ばされ正確には測れない。そのため、ビルボックスを用 い、励起したカーボンが吹き飛ばされないようにして正確な値を計測するように

-36-



第3-6図 ビーム発散角計測

した。実験では、イオンビームのフラックスを落とすため29%透過のニッケル メッシュを5枚重ねて計測した。

発散角(△ θ)の計測には、第3-6図に示すようなシャドウボックスを用い た時間積分計測を行った。シャドウボックスはイオンの軌道上にビンホールを置 き、その後方に適当なイオンの検出器を置くことによってイオンの像を得る。こ の像の径とビンホールの径を計測することによりビームの発散角(△ θ)を算出 する。イオンの検出には、感熱紙、CR-39等を用いた。CR-39はプラス チック検出器であり、イオンの照射後、水酸化ナトリウム(70℃、6.25N)でエッチ ングすることによって、プロトンの当たった所にのみトラックを形成する。この トラックを顕微鏡等で解析することによって、ビームの分布等の情報も得られる。 CR-39はフィルムとは異なり光に対して反応しないため、取扱が容易である ので、シャドウボックス以外にも、トムソンパラボラ・イオン質量分析器のイオ ンディテクターとしてもよく用いられる。

実験では、電子が外側にフローする様子は時間積分のX線ビンホールカメラに よる硬X線による計測によった。その結果を第3-7図に示す。図を見ても分か るようにアノードの周辺部で強い発光が観測された。つまり、電子はビンチする ことなく外側にフローしていおり、PEDのように中心部で集中している部分が観測 されなかった。よって、このダイオードは1PDとして動作していることが分かる。

これらの計測により、ダイオード電圧E = 6.4MeV、イオン電流密度 j_i = 4.4kA /cm²、発散角 $\Delta \theta$ = 16mradが得られ、ビーム輝度 β = 160TW/cm² rad²を得た。この 値は、その当時の世界記録である。世界の装置で得られたビーム輝度を第3-8

-37-



第3-7図 XPHC像

BEAM BRIGHTNESS HAS IMPROVED WITH VOLTAGE



第3-8図 世界のパスパワー装置におけるビーム輝度 図に示す。

3-5.考察

実験より、輝度βはダイオード電圧に対して、

 $\beta \propto V^{1.9-2.8}$



第3-9図 AK間隙のビーム発散角依存性

の依存性が明らかになった。これは、予想される依存性より弱い依存性である。 これは、イオンのターンオン時間による遅れのために、ダイオード電圧と実効的 な加速電圧が異なるためと考えられる。

ダイオード間隙dと発散角△θの依存性を第3-9図に示す。これより、

$$\Delta \theta = \frac{\delta}{d - v t}$$
 (3-5)

の関係が得られ、実験では $\delta = 50 \mu m$ 、vt=1.5mmである。ここで、 d - v t は実効 的なAK間隙と考えられる。 v t はアノードプラズマの厚さで、 v は、アノード プラズマの拡散速度であり、その速度は~ $10^7 cm/s程度と考えられ、 t は、 イオン$ $のターンオン時間程度であり、 <math>\delta$ は、アノードプラズマ表面の摂動周期であると 考えられる。発散角 $\Delta \theta$ の原因としては、

1. アノードプラズマの不均一性

2. カソードから発生した電子によるアノード表面の電界の不均一性 が、上げられる。

ダイオード内部には、様々な磁場が存在する。今の場合、

1. 外印磁場(Br)

2. 自己磁場(B θ)

がある。まず、印加磁場によってできるBrによるビームの偏向を考える。一般 に、時間的に振動する磁場は物質中に侵み込み、表皮の厚さは

$$\delta = \left(\frac{2}{\sigma \,\mu \,\omega}\right)^{0.5} \tag{3-6}$$

で与えられる。ここで、σは導電率、ωは磁場の角周波数である。アノードの材 質はsus304であるのでσ=72×10⁻⁸Ω・mである。また磁場はτ=45μsの立ち 上がりである。アノード中に磁場は浸透しており、アノード表面から発生するビ ームは浸透磁場を感じない。計測器では、イオンは浸透した磁場の分だけ余計に ローレンツ力を感じる。つまり、アノードに垂直に出たイオンであっても計測で は発散角を持って計測される。

Brによってイオンは次式で与えられる v θ 成分を持つ。

 $v \theta = \frac{e}{M} \int Br dz = 5.5 \times 10^{-3} \frac{e}{M}$ (For SUS 304) よって偏向角る θ は

s in $\delta \theta$ = $\frac{v \theta}{v o}$ = 5. 5×10⁻³ ($\frac{e}{2 M V}$)^{1/2} = 38. 1/ \sqrt{V}

で与えられる。ここで v o は電圧 V で加速されたイオンの速度である。第3-2 表に V = 1, 2, 5 M V のときの δ θ を示す。

またBθによる偏向は、同様にvr成分を持ち、

vr = $\frac{e}{M}$ $\int B \theta dz$ = 3. 6×10⁻³ $\frac{e}{M}$ ∴sin $\delta r = vr / vo = 24$. 9/ \sqrt{V} 第3-3表に加速電圧との関係を示す。

第3-2表.加速電圧 Vと偏向角δθ

V (MV)	δθ (mrad)
5	17
2	27
. 1	38

第3-3表,加速電圧Vと偏向角 ôr

V (MV)	δθ (mrad)
5	1 1
2	18
1	$2\ 5$
-	

実験値 $\Delta \theta$ =16mradは加速電圧V=5MVに一致する。

以上のことからBrによる偏向に対して

- アノード材質の高導電率化(例えば、sus304をアルミニウムにする ことにより、磁場の浸透は1/5程度になる)。
- ② 磁場用コイル電源の低インダクタンス化。
- ③ アノード側から浸透磁場を押し出す向きに磁場を印加し浸透磁場を打ち消す。

④ ダイオード電圧の高電圧化

が考えられる。

Bθに対しては、Bθを小さくするために全電流量を抑え、高電圧化が必要で あると考えられる。

3-6. 収束実験5)-7)

3-6-1. はじめに

LIBによってICF実験を行うためには、半径数mmのターゲットにイオン ビームを照射する必要がある。そのためには、ダイオードで発生したイオンビー ムを強収束させる必要がある。収束法には、弾道収束を利用した幾何学的収束や バイアス収束法がある。収束型ダイオードでは、イオンビームの発生のみを目標 とした平板型ダイオードとは、異なった物理現象が起こり問題となる。

この節では、 I P D の 収 束 型 と し て 幾 何 学 的 収 束 ダ イ オ ー ド 採 用 し た 自 己 磁 場 型 ダ イ オ ー ド 実 験 及 び タ ー ゲ ッ ト 実 験 に つ い て 述 べ る。

3-6-2. 幾何学収束実験

アノード面から発生したイオンビームは、ターゲットに照射するために強収束 させねばならない。イオンビームを収束させる方法としては、幾何収束(弾道収 束)がある。幾何収束とはアノード表面を球面にし、イオンをその曲率中心に収 束させる方法である。いまビーム輝度β、曲率半径R、アノード面積をSとする と、収束ビーム強度Ιは

 $I = \beta \frac{S}{4\pi R^2} = \beta \frac{\Omega}{4\pi} \quad (W/cm^2) \quad (3-7)$ となる(Ωは、収束点から見たアノード表面の立体角)。この式からも分かるように、収束ダイオード実験には高輝度、高立体角のダイオードが必要となってくる。

実験に使用した収束ダイオードを第3-10図に示す。またダイオードパラメ ータは第3-4表に示す。

この収束型ダイオードでは、ダイオード電流によってできる自己磁場によって 効率の向上を計っている。自己磁場はカソード側に設けられたスパイラルコイル によってアノード表面にBr磁場を発生する。設計では、全電流をITとするとき、 Bspiral=5.3×10⁻⁶ IT、B $\theta = \mu o I T / 2\pi r = 2.5 \times 10^{-5} I T であり、磁場ビッチ$ Pは0. 2である。これより、V=5MV、IT=150kAで、Ii=24kA、効率 η =0.16が設計 値となる。

-42-



第3-10図 収束型イオンダイオード 第3-4表 収束型ダイオードパラメータ

アノード曲率	2.0 cm
アノード面積	2.1 cm ²
立体角	5 %
θ ;	22°
θ。	34°
A K	2.5 mm
イオン源	パラフィン
形式	自己絶縁型(Br)-IPD

実験では、収束地点に銅の平板ターゲット(1mm^t)が置かれた。このターゲ ットは、収束半径を計測するためとプロトンと銅による⁶⁵Cu(p, n)⁶⁵Zn 反応で発生する中性子によってダイオード電圧及びイオン電流を計測するために 材質として銅が選定された。ダイオード電圧の電気的な計測はその形状から行う ことが出来なかった。

典型的な中性子波形を第3-11図に示す。これより、ダイオード電圧V₀=2.5 ~3MV、イオン電流1,~10kAである。イオン効率は0.1であった。また、銅ターゲ ット表面上のイオン収束径は~1 c m程度であった。以上の結果から収束強度は 0.1TW/cm²が得られた。



第3-11図 中性子波形

3-6-3. 考察

この収束実験では、いくつか設計値と異なる点がみられた。

まず第一に、イオン効率が0.1と設計を下回っている。これは、イオン電流 計測に用いた核反応が2.2MeVに閾値を持つため2.2MeV以下のプロトン電流は、計 測されないことや、予想されたダイオード電圧より加速電圧が下回ったことに原 因があると考えられる。平行平板ダイオードではPOSによってダイオード電圧 が最高6.4MVまで圧縮されたが、収束型のダイオードでは良好な結果が得られなか ったと考えられる。

この原因として考えられることとしては、

①仮想陰極の摂動

②アノードプラズマの摂動

が考えられる。

収束ダイオードではダイオード形状が平行平板型とは異なるため、ダイオード 内部の電子の運動が異なり、ダイオードインピーダンスの時間変化に大きな相違 点があったためと考えられる。このことから、イオンダイオードの安定な動作に は、特に収束型のイオンダイオードでは、ダイオード内の電子の制御(インピー ダンス・コントロール)が重要となるものと考えられる。その方法としては、ダ イオード内部での磁場形状、特にアノード表面に沿った磁場形状が大切であると 考えられる。つまり、この磁場を精密に制御することによって、アノード表面か ら少しはなれた位置に、ダイオード内部を運動する電子をトラップし、アノード 曲率と等しい曲率を持った仮想陰極を形成することが重要であると考えられる。

またアノードプラズマの形成も均一にすることが必要である。

以上のような事柄を考えた設計は、今後ダイオードシミュレーションによって 行う必要であると考えられる。

次に収束径の大きさについて考察する。まず考えられる原因としてダイオード 内部での磁場による偏向があげられる。磁場がない場合、電圧Vで加速されたプ ロトンはその質量をMとして、

$$v o = \left(\frac{2 e V}{M} \right)^{1/2}$$

で与えられ、磁場Bによって、 Vt (垂直成分)は

$$v_t = \frac{e}{M} \int B dx$$

で与えられる。 偏向角 δ は

 $s i n \delta = \frac{V t}{V} = \frac{e}{2 M V} \int B d x$

で与えられる。②の領域では

 $\int B \phi d x = \frac{\mu o d}{2 \pi R s i n \theta o}$ I (1-η) また、④⑤の領域で

 $\int B \phi dx = \frac{\mu \circ d}{2 \pi R s \text{ in } \theta \circ} \quad I \quad (1 + \eta)$

ここにヵ=Ii/Iである。

これらの効果を考慮に入れると、各電圧に対する偏向角は、第3-5表の様にな る。

表中の値は I Tはともに150kA、 ηは5MVで0.1、3MVで0.2である。この実験では、 3 M V 程度であるので、 ④、 ⑤の領域を通過したイオンは R Δ θ により3mm程度広 がることになる。また発生時点での発散角は20mrad程度と平板ダイオードの実験 データから見積られるので0.4mm広がることとなる。 第3-5表 偏向角

単位:mrad

	5 M V	3 M V
2	33	37
4 6	75	105

以上の評価では、実験での広がり5mmは完全には説明されない。その原因として、 磁場による偏向以外に、上で述べた仮想陰極の形成の不均一性が考えられる。仮 想陰極の表面が波打つことによって、イオンの引き出される電界の方向が曲率中 心の方向とは異なり、収束径が広がるものと考えられる。

このことからも、ダイオード内部での磁場の形状及び仮想陰極の形成が、収束 度に対しても重要な役割を演ずることが明かとなった。今後、収束度を向上させ、 高ビーム強度での実験が待たれるが、そのためにはダイオード内部での電子の運 動を制御することが、重要であると言える。

次に実験で得られた収束強度0.1TW/cm²について評価する。

アノード面積Aは2.2cm²、AK間隙d=2.5mmよりイオン電流密度は、Child-1 angmiur則より3MeVのプロトンに対して

Ji=4. 8 kA/cm²

イオン電流Ⅰは

I = A J i = 1 0.6 k A

いま、平板ダイオードで得られた、電圧と発散角との依存性が収束型ダイオード でのΔθと一致するとすると、Δθ=50mmradとして、輝度βは

 $\beta = 5$. 8 T W / c m² r a d²

磁場による偏向を考えると

 $\beta = 1.$ 0 T W / c m² r a d² 立体角 $\Omega = 8.$ 6%より

 $I = 0. 09 T W / c m^2$

となり、実験値 I =0.1TW/cm²にほぼ一致する。

3-7. ターゲット実験⁸⁾

3-7-1. はじめに

この節では、前節で述べたダイオードで行ったターゲット実験について述べる。 ICFでは燃料ターゲットにイオンビームを照射しターゲット表面付近でビーム の持つエネルギーを吸収させ加熱する。加熱によって生成された高温プラズマは、 外側に吹き出し、その反作用によってターゲットは内側に加速、圧縮される。こ の時のターゲットの状態はロケットの飛ぶときの状態と同様で、ロケットモデル と呼ばれるモデルで説明される(第3-12図)。ターゲットの加速を力のバラ ンスで考えると、高温となったプラズマ噴き出し部の圧力によってターゲットは 内側に、プラズマは外方向に押されると考えられる。ターゲットの爆縮速度(内 方向への速度)は、この噴出圧力とその持続時間によって決まる。





第3-12図 アブレーション加速とキャノン型加速

また、イオンビームでは物質に対して特有の吸収プロファイルがある。イオン ビームはターゲットに垂直に入射するとイオンはエネルギーを失うことなくター ゲット中に浸透し、ターゲットの内部でビームの持つエネルギーを与える(ブラ ッグ・ビーク)。

この、イオンビームの持つ性質を用いることにより、レーザーで用いられるタ ーゲットとは異なった構造を持つターゲットで、特徴ある実験が行われると考え られる。

3-7-2. ターゲット実験

実験で用いたターゲット構造を第3-13図に示す。図を見て分かるようにタ ーゲットは3重構造をなしている。第一層はビームのエネルギーを損失すること なく透過し、第2層でビームの持つエネルギーを与える。エネルギーを与えられ た第2層はプラズマ化し、第3層を押す。つまり第1層は重い大砲の砲心の役目 をし、第2層は火薬、第3層は軽い弾丸となって加速される(キャノンボール効 果)。この効果を用いることにより、前述のアブレーティブ型より高いアブレー ション圧力が得られることが期待される。





 ΔM

第3-14図 アブレーティブ加速

アプレーション圧力Paとビーム強度 I との関係を考える。それには、第3-1 4 図のようなモデルを考える。イオンビーム入射強度 I 、噴出速度 va、Δtの時 間に噴出するプラズマの質量をΔMとすると、噴出プラズマのエネルギーは

 $\frac{1}{2} \Delta M v a^2 = I \Delta t$

 $v a^2 = \frac{2 I}{\Delta M / \Delta t}$

ここで、ムM/ムtは、連続の式より

 $\frac{\Delta M}{\Delta t} = n m v a \qquad (3-8)$

ここで、m、nは、それぞれイオン密度、イオン質量を表す。これより va \propto $I^{1/3}$ (3-9)

また、 噴出圧力 P a は運動変化を時間で割ったものだから、

 $Pa = \Delta M va / \Delta t \propto I^{2/3} \qquad (3-10)$ Exa.

これまでの実験結果より、LIB-ICFで要求されるパラメーターとして、 パルス幅20ns、収束半径3mmで、Pa=20Mbarを得るには、ビーム強度としてI= 100TW/cm²以上が必要であることが分かる。

実験配置を、第3-15図に示す。ターゲットの運動の様子は、3chのN2レ ーザーによって、シャドー計測された。N2レーザーは、中間蓄積コンデンサーに 取り付けられている電圧プローブからの電圧波をトリガーとして、動作する。チ ャンネル間の時間遅れ(ディレー)は、ケーブルによって行った。



カメラ

第3-15図 シャドー計測実験配置図

ビームの強度 I は、⁶⁵ C u (p, n)⁶⁵ Z n 反応で放出される中性子によって 得られるビームの加速エネルギーと電流量から算出した。

窒素レーザーによって得られたシャドー像を第3-16図に示す。シャドーに よりターゲット後面の速度は2.8×10⁵ cm/s、噴出圧力Pa=0.3Mbarが得られた。 またビーム強度0.1TW/cm²のときのシミュレーション結果を第3-6表に示す。 今回の結果を、今までの結果及びシミュレーションとともに第3-17図に示

第3-6表 アブレーション圧力の実験とシミュレーションの結果

	実験	シミュレーション
パワー密度 (TW/cm²) イオンエネルギー(MeV) パルス幅 (ns)	4×10^{18} 2.3 20	$ \begin{array}{r} 1 \times 1 \ 0^{11} \\ 3. \ 0 \\ 1 \ 0 \end{array} $
噴出圧力 (Mbar)	0.3	1



第3-16図 シャドー計測結果



す。この結果より、実験では従来のスケーリングより、4~5倍の高い値が得られ、キャノン・ボール効果が表れていると考えられる。またこれにより点火に必要なパワー密度100TW/cm²も低減されると考えられる。

3-8.まとめ

この章でえられた結果をまとめると以下のようになる

- (1) パルス圧縮を行って発生した高電圧パルスを逆収束型ダイオードに印加す ることによって高輝度のイオンビーム(160TW/cm²rad²)を発生すること が可能となった。この値は当時の世界記録である。
- (2)実験により、輝度βとダイオード電圧Vとの比例則(β∝ V^{1.8-2.8})を得た。この比例則は予想されたものより弱い依存性を示した。これは、ダイオード電圧が短パルスとなったため、十分なアノードプラズマの生成が行われなかったためと考えられる。

この結果、ダイオード電圧の短パルス化には、ターンオン時間の短いイオ ン源が必要であることが明かとなった。

- (3)ビームの発散角の原因として、アノードへの磁場の浸み込みがあることが 明かとなった。これは、アノード材を高伝導率にすることによって、緩和 されることが明かとなった。
- (4) 収束型ダイオードによって、0.1TW/cm²の収束強度を得た。
- (5) 収束度を低下させる原因として、①アノードへの磁場の浸み込み、②仮想 陰極の形成の不備が考えられることが明かとなった。
- (6)3層構造のターゲット実験では、噴出圧力0.3Mbarが観測された。また、イ オンビームによるキャノンボール効果初めて明かとなり、従来の比例則で 予想される値の3~5倍の値の噴出圧力が計測された。この結果は、イオ ンビームによる慣性核融合を考えた場合、点火に対する条件を緩和するも のであることが明かとなった。

参考文献

イオンビームに関する総合的な参考文献として

「軽イオンビーム慣性核融合レビュー」 文部省科学研究費補助金エネルギー特別研究(核融合) 第3班「炉心制御の基礎」総括班 がある。他に、 "High-Power Electron and Ion Beam Generation" J. A. Nation Particle Accelerators 10, (1979) 1. "Intense Pulsed Ion Beams for Fusion Applications" S. Humphries Jr. Nuclear Fusion 20, (1980) 1549. (1)L. Langmuir Phys. Rev. 33, (1929) 954. (2)S. Miyamoto et al. Jap. J. Appl. Phys. 22, (1983) L703. (3)C. W. Mendel and J. P. Quintenz CCCP 8, 43. (4)A. Yoshinouchi et al. Jap. J. Appl. Phys. 22, (1983) L485. (5)D. J. Johnson et al J. Appl. Phys. 57, (1986) 794. (6)D. J. Johnson et al J. Appl. Phys. 53, (1982) 4594. (7)D. J. Johnson et al J. Appl. Phys. 54, (1983) 5. (8)S. Miyamoto et al. Jap. J. Appl. Phys. 21, (1982) L83.

-53-

第4章 パルスパワー装置におけるインビーダンス変換と大電流パルスの発生

4-1. はじめに

パルスパワー装置は、高電圧を発生すると同時に大電流も発生する。付加装置 により更に高電圧を得る方法の一つである誘導性エネルギー蓄積システムについ ては第2章で、その応用については第3章で述べた。この章では、負荷として誘 導性負荷を用いることを考え、付加装置による出力電流の大電流化を目的とした、 パルスパワー装置用トランスフォーマーの開発について述べる。

近年、パルスパワーの応用の一つとして Z ピンチブラズマによる軟 X 線レーザ ーの発振が研究されている。 Z ピンチは、 核融合研究の初期に盛んに研究が行わ れ、プラズマとプラズマの安定性についての数多くの現象について研究された。 Z ピンチでは比較的簡単な装置で高温・高密度のプラズマの生成が可能であり、 またその形状が直線的であるため、軟 X 線レーザー発振の提案がなされた。 Z ピ ンチはプラズマに流れる電流の作る自己磁場によりプラズマを加速・圧縮するた めに、大電流が必要となってくる。

この章では、ダイオード電流の大電流化を行うパルスパワー装置用トランスフ ォーマーについて述べる。トランスフォーマーは、水中に置かれた電流増幅用の ステップダウントランスフォーマーである。ダイオード近傍で電流を上昇させ、 と同時に電圧を下げるため、寄生インダクタンスの低減を行い、大電流化を行う ことができる。実験の結果、ダイオード電流は500kAから1MAに上昇させることが 可能となった。

また、トランスフォーマーの設計に関しては、2次コイルに出力インダクタン スを低減することによってダイオード電流が増加することが明かとなった。また、 励電 IV号にトランスフォーマーを取り付けるとき、2次コイルのターン数には 最適値が存在することが明らかになった。

4-6でこの章をまとめる。

4-2. パルスパワートランスフォーマー

4-2-1. はじめに

パルスパワー装置の負荷として誘導性負荷(Inductive load)を用いることを 考える。実際の負荷の例としては、ワイヤー、ガスパフ、フォイル等が考えられ る¹⁾。負荷の爆縮は次の順序で行われる。

これらの負荷は、電圧パルス印加時は導通状態であり負荷には大電流が流れる。 この電流によって負荷は初期にプラズマ化する。負荷の周辺にはこの電流によっ て方位角方向の磁場Bを発生し、磁場の大きさは次式で与えられる。

$$B = \frac{\mu \varrho I}{4 \pi r}$$
(4-1)

ここで I は負荷を流れる電流、 r は負荷の半径である。発生した磁場によって負荷は中心軸方向に磁気圧 P を受け、パルスパワーパワー装置から運動エネルギー を得る。

$$P = \frac{B^2}{2\mu_0} \qquad (4-2)$$

このようにして、磁場で押されたプラズマは中心軸上で衝突し、熱化する。高温 になったプラズマは、X線を放出する。一般に、運動に要した時間(〜パルス幅) とX線を放出する時間を比べた場合、後者の方が短い。故に、広い意味でライナ ー爆縮はパルス圧縮であると言える。

プラズマに大きな運動エネルギーを与えるためには、大電流が必要であること は、上の式を見れば容易に理解できる。パルスパワー装置で大電流を得るために は、装置の時定数(L/Z)がパルス幅より十分小さい必要がある。励電IV号 では時定数~50nsに対してパルス幅~50nsである。この場合負荷には装置に初期 に蓄えられたエネルギーの数%しか入らない。これは、励電IV号の水/真空隔 壁での寄生インダクタンスが大きいため大電流が得られないことに起因する。寄 生インダクタンスはパルスパワー装置では避けられない存在である。それは、パ ルスパワー装置の出力電圧が高いため、絶縁破壊を防げ為の空間が水/真空隔壁 とダイオードの間に存在するためである。よって、これは出力電圧の低下により 最小限に抑えることが可能であると考えられる。 低いエネルギー効率は、負荷のインピーダンスが装置の特性インピーダンスに 較べて小さいために起こる不整合(ミスマッチング)にも原因がある。パルスパ ワー装置では、効率よく負荷にエネルギーを注入するためには、装置の出力イン ピーダンスと負荷のインピーダンスが等しい必要がある。装置のインピーダンス は、一般に1Ω以上であり、誘導性負荷のインピーダンスは、~0.1Ω程度である。 低インピーダンスの装置は、伝送ラインの電極間を短くする必要があるため絶縁 破壊の関係から設計しにくい。

以上の要求から、出力電圧を低減することにより寄生インダクタンスを最小限 に抑制し出力電流を上げ、低い負荷のインピーダンスに整合するための付加装置 が必要である。

4-2-2. 設計^{2,3)}

以上で述べたように、パルスパワー装置を用いて付加に効率よくエネルギーを 注入するためには、付加と装置のインビーダンスの整合が必要である。誘導性負 荷により大きなエネルギーを与えるためにパルスパワー装置用に考えられた付加 装置がパルスパワー装置用トランスフォーマー(以下トランスフォーマー)であ る。トランスフォーマーは簡単には電流増倍を行う変圧器と考えることができる。

第4-1図にその原理を示す。図を見ても分かるように、n:1の理想トランスフォーマーでは、出力電圧は1/nに、出力電流はn倍になる。その結果、出



第4-1図 トランスフォーマーの原理

-56-

力側からみたインビーダンスは1/n²となり、低インビーダンス負荷であるライ ナーとの整合が向上すると考えられる。

トランスフォーマーの特徴としては、以下の事柄が上げられる。

- 1) パルスパワー装置の出力インビーダンスを負荷に整合する程度にまで下げ る。
- 2)出力電圧を下げることによって、水/真空隔壁に存在する寄生インダクタ ンスを低下させる。

3) 出力電流を上昇できる。

4) その結果、負荷に効率よくエネルギーを注入させることができる。

ー般に用いられている商用の変圧器と異なり、パルスパワー装置で用いるため 1次コイルと2次コイルの間は絶縁破壊が起こらない程度に離されている。

設計したトランスフォーマーをパルスパワー装置に取り付けたときの動作を第 4-2図を用いて説明する。図の左側から電圧パルスは伝搬して来る。装置の伝 送ラインは交差型電流路(cross current feed)を介して特性インピーダンス1Ωの 同軸ラインから、特性インピーダンス2Ωの3重の平行平板ラインに変換され、更 に交差型電流路を介して平行平板ライン(2Ω)に変換される。この出力はトラン



- (a) Reiden IV transmission line
- (b) co-axial / parallel plate change line
- (c) cross current feed (d) primary coil
- (e) secondary coils (f) load

第4-2図 トランスフォーマー

スフォーマーの1ターンの1次コイルを介してグランド電位に接続されている。 1次コイルの内側には10個の2次コイルが配置されている。1次コイルと2次 コイルは、2Ωの平行平板ラインを成しており、1次コイルより上流のラインとの 不整合を防いでいる。1次コイルと2次コイルの幅Wとコイル間隙dは、次式で 決定した。

$$Z = \frac{377 \text{ d}}{\sqrt{\epsilon \text{ rW}}} \tag{4-3}$$

ここでΖは、特性インピーダンスである。 εrは純水において80である。

1次コイルを流れる電流によりその内部に磁場が発生する。この磁場は内部の 2次コイルを貫きこの磁束は2次コイルの両端に誘導起電力を発生する。10個 の2次コイルの出力電流は並列に、アクリルの水/真空隔壁を通して負荷に流れ る。

設計の際、一番の問題点は水中極板間の絶縁破壊である。絶縁破壊に関しては 設計を通じ次の式を用いた⁴⁾。

 $F \cdot t_{eff}^{1/3} \cdot A^{1/18} = K$ (4-4)

ここでFは破壊電界強度(V/m)、 t eff は破壊電圧の63%値以上の印加時間(s)、 A は電極面積(m²)である。定数Kは、正負極性、誘電体の種類によってことなり 第4-1表のように表される。

誘電体	K +	K -
油	2. 0×10^{5}	2. 0×10^{5}
水	1. 2×10^{5}	2. 4×10^{5}

第4-1表 液体絶縁破壊強度のK定数

また、 真空内での絶縁破壊は、 アクリルの絶縁物における沿面放電、 及び電極間 での絶縁破壊である。 アクリル真空沿面放電では、 +45°のとき、 次式で表さ れる実験式がある。

EBD・terr^{1/6}・A^{1/18} =7×10⁵ (4-5) ここで、EBDは平均電界(V/m)、terrは89%以上の印加時間(s)、Aはインシュ レーター面積(m²)である。また、インシュレーター表面に磁場のあるときは、
 E BD < 2.1×10⁷B
 び成り立つ。

真空電極間での絶縁破壊に関しては、様々な研究が成されている。真空電極間 では、電子の爆発的放出(Explosive Emission)が0.2~0.4MV/cmで起こることが 知られている。これ以下の電界に対しては、ギャップの閉鎖を決定する実験式と して、次の式がある

 $\frac{\tau \sqrt{V_{max}}}{d} = K \qquad (4-7)$

ここでKは、電圧波の波形に依存する定数で第4-2表で表される

第4-2表. 真空電極間の絶縁破壊

電圧波形	К
ステップ(一定)	$\frac{\sqrt{2}}{c}$
三角波	2 c
(立ち上がりィノ2	
立ち下がりェノ2)	
$V = V_{\circ} e x p (k t)$	$\frac{r k}{c}$

 $*c = 190 \pm 65$

これらにより、真空中の電極の間隔を4mm、アクリルインシュレーターの沿面距離 を14mmと決定した⁵⁾。

4-2-3. 効率計算6)7)



第4-3図 トランスフォーマー等価回路

トランスフォーマーの動作を解析するために、効率計算を設計に先立って行う ことは有用である。これにより、トランスフォーマーを用いることによる電流増 倍率、負荷の最適パラメーター等が予想されると考えられる。トランスフォーマ ーの等価回路は第4-3図で示される。ライナーの運動方程式とこの回路の1次 側と2次側より3つの解くべき方程式が得られる。

回路方程式において、負荷のインビーダンス成分は負荷インダクタンスの時間 変化として扱った。これは次のように示される。負荷は、ライナーの運動ととも に、半径が減少するためインダクタンスが時間的に変化する。ゆえに、負荷の両 端にかかる電圧Vは、

 $V = \frac{d}{dt} (LdI) = Ld \frac{dI}{dt} + I \frac{dLd}{dt}$ (4-8) で表される。またインダクタンスは、時間的に変化しない寄生のインダクタンス (Lp)と時間的に変化する負荷のインダクタンス (Ld) とに分けられ、L=L p+Ld(t)と表される。よって、上の式は次のように書き換えられる。

$$V = (Lp+Ld) \frac{dI}{dt} + I \frac{dLd}{dt}$$
(4-9)

この式の、右辺第一項はインダクタンスに印加される電圧を示しエネルギーを消費しないのに対し、第二項目は d L d / d t をインビーダンスとし、エネルギーを 消費する。つまり、ライナーにエネルギーが注入されることになる。よって、イ ンダクタンスの時間変化をインビーダンスとして扱うことが可能である。

寄生インダクタンスLdは、装置のリターン電流路の半径をro、ライナーの半径r(t)、ライナーの長さ1とすると次式で表される。

$$Ld = \frac{\mu o l}{2\pi} l n (r o / r (t)) \qquad (4 - 10)$$

また、その時間微分は

$$\frac{dLd}{dt} = \frac{\mu o l}{2\pi r(t)} \frac{dr}{dt}$$
(4-11)

で表される。

トランスフォーマーの回路方程式とライナーの運動方程式は次の通りである。 2 V0 = (Lp+Lo) $\frac{d I p}{d t} + \alpha L p \frac{d I s}{d t} + Z \circ I p$ (4-12) 0 = (n²L_L+nLs) $\frac{d I s}{d t} + n² I \frac{d L_{L}}{d t} + \alpha L p \frac{d I p}{d t}$ (4-13)

$$m \frac{d^2 r}{d t^2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial L}{\partial r} I^2 \qquad (4-14)$$

. ,

m	:ライナー質量
r	:ライナー半径
n	:2次コイルのターン数
Lo	:出力ギャップのインダクタンス
Lp	: 1 次コイルのインダクタンス
Ls	:2次コイルのインダクタンス
Zo	:パルスパワー装置の特性インピーダンス
LL	:寄生インダクタンス
Ιp	:1次コイルを流れる電流

Is : 2次コイルの1つ当りを流れる電流

2 Vo: パルスパワー装置の開放出力電圧 であり、αは次の式で定義した。

 $\alpha = \Sigma M psi / L p$

(4 - 15)

ここでMpsiは1次コイルとi番目の2次コイルとの相互インダクタンスであり、 αは1次コイルと2次コイルの結合の度合を表し、トランスフォーマー自身の効 率に強く関与する。更にこのパラメーターαは、ライナーに入るエネルギー効率 に大きな影響を及ぼすものと容易に考えられる。トランスフォーマーの場合、1 次コイルと2次コイルの間と隣合う2次コイルどうしは絶縁破壊を避けるために 数 c m開けるので、αは1以下となる。特に、2次コイルのターン数が増加する と2次コイル間の面積が増えるため、カップリングの低下につながる。近似的に αはn⁻¹に比例する。また、αは実際のトランスフォーマーの形状(特に2次コ イルの形状)が3次元的であり正確な値は実験に頼らざるを得ない。実験的に求 めたαに関しては後で述べる。

式(4-13)は、全ての項に1階の時間微分項があるので、容易に積分でき 2つ回路方程式は1つの式となり、ライナーの運動方程式を連立して解くことに よりライナーの運動の様子が分かる。その結果トランスフォーマーを用いること により運動エネルギーへの変換効率がどの程度の値になるか予想できる。計算結 果については、4-2-5節で述べる。

4-2-4. 規格化方程式

トランスフォーマーとライナーの運動方程式は規格化でき、パラメーター解析 に用いることができる。トランスフォーマーの規格化回路方程式と、規格化され たライナーの運動方程式は、次のように表される。

 $2 v (\tau) = \left(\frac{B}{D} + \frac{1}{CD} - 1 n x\right) \frac{d i s}{d \tau}$ $+ (B - D 1 n x - \frac{1}{x} \frac{d x}{d \tau}) i s \qquad (4 - 16)$ $\frac{d^2 x}{d t^2} = -A \frac{i s^2}{x} \qquad (4 - 17)$ このとき、定数A、B、C、Dは、次の様に表される。

$$A = \frac{(L o + L p)^{2} n^{6} \mu^{3} l^{3} v^{2}}{1 6 \pi^{3} Z o^{2} L^{2} pm r o^{2}}$$

$$B = \frac{n L s + n^{2} L l}{\alpha L p}$$

$$C = \frac{L o + L p}{\alpha L p}$$

$$D = \frac{n^{2} \mu o l l}{2 \pi \alpha L p}$$

また、 x, is, τ , v(τ)は、すべて規格化された半径、二次電流、時間、開放 電圧であり、次のように定義される。

$$x = \frac{r}{ro}, \quad is = \frac{Is}{Io}, \quad r = \frac{2\pi ZoLp}{(Lo+Lp)n^2\mu oll} \quad t,$$
$$v(r) = \frac{V(t)}{Vo(t)}$$

ここでAはライナーの初期パラメーターに依存し、Bは真空部分の寄生インダク タンスに依存する。 C, Dは装置自身に強く依存し、装置の完成後は定数となる。 このAとBを変数として効率計算を行った。

4-2-5. 効率計算

設計したトランスフォーマーのパラメーターを第4-3表に示す。 1次コイルと2次コイルのインダクタンスは、次式で求めた。

L = 4 π R (1 n $\frac{8}{W}$ - $\frac{1}{2}$) x 1 0⁻⁷ (H)

これらの値から得られるパラメーターA, B, C, Dの値は、

A=121.3, B=3.54, C=2.31, D=0.50 である。

•	ギャップスイッチ	Lo	=	350 n H
٠	1 次コイル	Lр	=	565nH
		半径R	=	400mm
		幅 W	=	630mm
٠	2次コイル	Ls	=	411nH
		半径 R	=	370mm
		幅 W	=	630mm
٠	寄生インダクタンス	LL	=	9. 5 n H
٠	ライナー	初期半径ro	=	0.5cm
		初期長1」	=	1.0cm

第4-3表. トランスフォーマーパラメーター

これらのパラメーターを用いて行った効率計算の結果を第4-4図に示す。効率 η はライナーの最終運動エネルギーと装置の初期エネルギー(Eo)の比と定義 した。

$$\eta = \frac{(1/2)mv^2}{Eo} = \frac{1}{2}mv^2 / (vo^2/Zo) t_f = \frac{1}{4AC} \frac{v_f^2}{\tau_f}$$
(4-18)

ここで、 vrはx=0.1rでの速度である。つまり、ライナーの半径の最終値は初期



_ In A 第4 − 4 図 効率計算



半径の1/10とした。これは、実験でのピンホールカメラ像による計測から求めた。 図の横軸AはAの定義から分かるように、装置が与えられた後ではライナーの初 期値(ro、m、1)に依存する。また縦軸Bは、寄生インダクタンスL₁に依存 する。トランスフォーマー製作の後では変数はAだけであるので、Bを与えるこ とによって最大効率を得るためのライナーのパラメーターを得ることができる。

図を見ても分かるように、設計されたトランスフォーマーでは、LL=9.5nHで あるから1n B=1.1であるので、1n A=3.2のとき最大効率10%を とることが予想される。

また、パワー増幅率 (Power Amplification Factor:PAF) を次式のように定義した。

 $PAF = \frac{m v_{f} v_{f}}{V_{0}^{2} / (4 Z_{0})} = \frac{1}{2 A C} v_{f} \dot{v}_{f} \qquad (4-19)$

これは、最終半径の時のパワー増幅率を与える。一般にηとPAFは同じライナ ー初期値で最大とはならない。つまり、同じAの値であっても両パラメーターと も最大にはなり得ない。第4-5図にPAFの変化のグラフを示す。

4-3. トランスフォーマー動特性実験(I)^{2),8)}

トランスフォーマーの実験は、ダミー負荷実験と実負荷実験に分けて行った。 主なパラメーターを第4-4表に掲げる。励電IV号は、トランスフォーマーの実 験を通じて250nsモードで運転を行った。250nsモードとは、装置のPFLのギャップ
スイッチを短絡させることにより、PFLを伝送ラインとして用い、ISCによって決 まるパルス幅で運転するモードである。これは、1次コイルに対するパルスのト ランジット・タイムと電圧パルスのパルス幅の関係を考慮したためである。これ によって、電流パルスが負荷において不均一になることが最小限に抑制されると 考えられる。また、このパルス幅はライナーの爆縮中に引き起こされる不安定性 の成長から逃れることが出来ると考えられる(第5章参照)。

	ダミー負荷	実負荷
充電電圧(kV)	15	30
負荷	・ダミー	ワイヤー
材質	カーボン	アルミニウム・ニッケル
半径/長さ(cm)	1. 0/1. 0	1.0/1.0

第4-4表.実験パラメーター

トランスフォーマーの動特性を求めるために、はじめにダミー負荷による実験 を行った。ダミー負荷は、アクリル製のロッドにカーボンをコーティングしたも のを用いた。実験配置を第4-6図に示す。2次コイルを出た電流はアクリルの 絶縁物を通して真空側に導かれ、負荷に供給される。実験では、トランスフォー



第4-6図 ダミー負荷実験配置図



t(ns)

第4-7図 ダミー負荷実験電圧電流波形

マーの電気的特性を調べるために電圧・電流計測を行った。電圧は、電極上部(高電圧側)に電圧ブローブによって行い、電流は、アクリルのインシュレータ内 部に取り付けられたBドットプローブによって計測された。

得られた電圧・電流特性を第4-7図に示す。電圧電流の最大値はそれぞれ30 kV、200kAである。カーボンダミー負荷は電圧パルスの印加初期においてインピー ダンスが高く、フラッシュオーバーの後減少する。そのあとで、電流が流れ始め る。得られた電流値は計算で予測された値の2分の1であり、一致していない。 これは、次のように考えられる。

設計では、500kA程度の電流が流れることが予想された。設計の段階では、寄生 インダクタンスを真空中に存在するインダクタンスだけを考えたため、電流値が 実験と計算では異なった。寄生インダクタンスとしては、2次コイルの出力部分 のインダクタンスも含めて考える必要がある。2次コイルの出力部分は、パルス 幅に比べ短いため集中定数回路的に扱うためためには、寄生インダクタンスとし て取り扱う必要がある。ダミー負荷実験の場合、2次コイルの出力インダクタン スはその形状から計算して、42nHであった。インダクタンスにかかる電圧とそれ に流れる電流の関係式より、V=Ldi/dtであるから、実験で得られた電圧V~30kV、 て~250nsより、i~Vr/Lを用いて, i~180kAが得られる。この値は、実験結果と よく一致する。

以上の結果より、2次コイルの出力インダクタンスが、出力電流を決定すると 考えられる。

4-4. トランスフォーマー動特性実験(Ⅱ)

上で得られた結果をもとに、2次コイルの出力インダクタンスを低減し、実負 荷での実験を行った。マルクスの充電電圧は、ダミー負荷実験の2倍であり、2 次コイルの出力インダクタンスは9.5nHと改良した。2次コイルの出力インダクタ ンスは、2次コイルの出力部にある平行平板ラインである。この部分の間隙を5m mとし、幅を85mmとした。単位長さ当りのインダクタンスは、この部分を平行平板 ラインと見なし次式より求めた。



第4-8図 2次コイル出力部

 $L = \mu \circ \frac{d}{W}$ (H/m)

(4 - 20)

ここで、 d はギャップ間隙であり、 W はライン幅である。 このパラメーターで予想される出力電流値は1.0MAである。 2 次コイルの出力部分を第4-8 図に示す。 第4-5表 2 次コイルのパラメーター

		プロトタイプ	改良型
幅	W(mm)	57	8 5
ギャップ間隙	d (mm)	24	5
高さ	h(mm)	630	630
インダクタンン	₹L(nH)	41.7	9.5
-			

またパラメーターを第4-5表に掲げる。

実験配置を、第4-9図に示す。中心部分のライナーとしては、アルミニウム、 ニッケルのワイヤー等を用いた。真空部分で、電極が下方に入り組んでいるのは、 プラズマからの輻射がアクリルのインシュレーターに照射されると、その表面が 励起され放電し易くなる。そのため、プラズマからの輻射が直接当たらないよう にした。

実験で計測された物理量及び用いた計測器について述べる。ダイオード電流は、 ダミー負荷実験同様、Bドットプローブで計測した。実験で得られた電流波形を



第4-9図 ライナー実験配置



第4-10図 電流波形



time (ns)

第4-11図 dB/dtとXRD波形

第4-10図に示す。実線は実験値であり、破線は計算値であり、ダミー負荷実 験の結果を考慮してある。図を見ても分かるように250nsで1MAの電流が流れてい る。この結果は、ダミー負荷実験から予想されたものとよい一致を見、トランス フォーマーにおける出力電流を決定する要因の一つが2次コイルの出力インダク タンスであることが明かとなった。

第4-11図に電流の時間微分波形(dB/dt)とXRDの波形を示す。XRDに用 いたフィルターはパリレン(CsHs)を用いた。このフィルターの感度領域は100-27 OeVであり、これはアルミニウムのL殻、ニッケルではM殻からの輻射に対応する。 dB/dt波形の減少するときとXRDのビークが一致している。(第五章参照)

トランスフォーマーの効率を評価するために、軟x線の発生量を指標とした。 第4-12図に横軸にmr。²/1³、縦軸にx線の出力、パルス幅をとったグラフ を示す。x線に関する詳しい議論は、第5章で述べ、ここでは、装置から負荷に 入ったエネルギーのみを考える。

mr。2/13は、トランスフォーマーを記述する方程式群式(4-17)のAパ ラメーターに関係し、ワイヤーの慣性を特徴付ける量である。図を見ても分かる



第4-12図 mr。²/l³ vs X線出力

ように、 m r o²/1³=5.0×10⁻⁵で x 線の出力は、最大となり、またパルス幅も 最小となる。(これに対応する質量は3.0×10⁻⁴(g)であり、初期半径、長さはそ れぞれ0.5(cm), 1.0(cm)である。)このことより、ターン数10のトランスフォ ーマーでは、Aがこの値をとるときカップリングが最大であるといえる。

このグラフで装置とライナーが整合していないとき、X線量が少ない。これは、 ライナーにエネルギーが入らないため、アルミニウムのL設まで電離するに至ら なかったためと考えられる。

計算では、プラズマに入ったエネルギーは3kJとなる。 0 – D モデルの計算では、 2.0×10⁻⁴のとき、カップリングは最大となると予想されたが、実験ではそれより 小さいとき最大となった。この不一致は、トランスフォーマーのαの値の過大評 価及びワイヤーのプラズマ化が完全ではないことが上げられる。(第五章参照) ワイヤーのプラズマ化を完全に行うためには、外部からUV光でワイヤーを照射 することなどが考えられる。また、ワイヤー以外の負荷を用いることが考えられ る。

4-5.2次コイルのターン数の最適化

トランスフォーマーの2次コイルのターン数の決定は設計当初、

-71-

- 今までのライナー実験の典型的なインビーダンスが0.01Ω程度であったこと、
- 2)寄生インダクタンスを低下させるために出力電圧は低くすること、
- トランスフォーマーのパラメーターαに関するデータが無かったこと、

により2次コイルのターン数を10にした。

トランスフォーマーの2次コイルのターン数の上昇により、ライナーに流れる 電流値は上昇し、2次コイルを無限に大きくすることで無限の電流をライナーに 流すことはできない。2次コイルのターン数の上昇により、1次コイルの内部に できる磁場と鎖交する2次コイルの面積が減り(2次コイル同志の絶縁破壊を避 けるための間隔があるため)、ターン数に比例した電流の増加は望めない。

また、2次コイルの電圧の低下によりライナーにエネルギーの注入が困難とな り、効率の低下につながる。2次コイルのターン数の最適化は、トランスフォー マーの設計には必要なことである。しかし、その最適化には式(4-15)で表 されるαに強く依存し、1次コイルと2次コイルとのカップリングパラメーター αは、その形状が複雑であるため、ある程度の値はもとまるが、その正確な値は 計算では求められない。そこで、2次コイルが10ターンのトランスフォーマー の実験結果を元に、ターン数の最適化の計算を行った。最適化には、ライナーに 入るエネルギー効率を指標として用いた。



第4-13図 n=4のときのトランスフォーマーの評価

10ターンの場合、αの値は実験で計測された電流値とのフィッティングによ り0.5と求められた。この値を元にその他のターン数でのαの値を評価した。 αはその定義より、2次コイルの形状に依存する形となる。αは2次コイルの増 加と共に単調に減少する。第4-13図にターン数を変えたときの効率の変化を 示す。横軸は、ライナーの質量である。ライナーの初期半径及び長さはそれぞれ 0.5cm、1.0cmとした。効率計算は式(4-16)、(4-17)を解いたもので あり、ライナーの初期半径の1/10となったところで計算を終了している。この選 択は実験で得られたX線像の爆縮径から考えても適当であると考えられる。この 計算によると、最大効率はn=3で、7%である。このときのαは0.55とし た。効率はn=4の時を最大としてターン数の増加と共に減少する。

4-6. まとめ

この章で得られた結果をまとめると次のようになる。

- (1)パルスパワー用のトランスフォーマーを設計・製作した。
- (2)出力電流は500kAから1MAへと2倍に上昇した。
- (3)効率計算の結果から、トランスフォーマーを用いることにより従来の3% から10%へとライナーへのエネルギー効率が上昇することが示された。
- (4) プロトタイプのトランスフォーマーの実験から、出力電流の上昇には2次 コイルの出力インダクタンスの低減が必要であることが示された。
- (5)トランスフォーマーの2次コイルの数には最適値が存在し、 n = 4 の時エ ネルギー効率が最大となることが明かとなった。

参考文献

- M. Gersten, W. Clark, J. E. Rauch, G. M. Wilkinson, J. Katenstein,
 R. D. Richardson, J. Davis, D. Duston, J. P. Apuruzese and R. Clark Phys. Rev. A 33, 477 (1986).
- N. Yugami, Y. Mizuguchi, K. Shimoura, K. Imasaki, S. Miyamoto,
 S. Nakai and C. Yamanaka

Rev. Sci. Instrum. 59 910 (1988).

- (3) S. L. Bogollyubskii, A. S. Chernenko, S. A. Dan'ko, S. D. Fanchenko,
 E. M. Gordeev, Yu. G. Kalinin, Yu. V. Koba, V. D. Korolev, V. P.
 Kuksov, V. I. Liksonov, A. A. Lukin, L. I. Rudakov, A. Yu. Shashkov,
 Yu. I. Shestakov, E. A. Smirnova, M. V. Tulupov, L. I. Urutskoev
 and A. G. Volkovich
 6th International Conference on High-Power Particle Beams
 June 9-12, 1986, Kobe, Japan pp.451.
- (4) J. C. Martin, AWRE Report SSWA/JCM/704/49 UKAEA Aldermaston, England, 1970.
- (5) J.Katzenstein

J. Appl. Phys. 52, 676 (1981).

- (6) R. P Gupta, M. M. Kekez, J. H. Lau and G. D. Lougheed Appl. Phys. Lett. 42, 163 (1983).
- (7) J. P. VanDevender,
 Proceeding of the 3rd IEEE International Pulsed Power Conference.
 Albuquerque, New Mexico, 1981 pp.248.
- (8) N.Yugami, T.Suzuki, T.Ozaki, K.Imasaki, S.Miyamoto, S.Sawada, T.Akiba, K.Emura, Y.Mizuguchi, S.Nakai and C.Yamanaka 6th International Conference on High-Power Particle Beams June 9–12, 1986, Kobe, Japan. pp.443.

5-1. はじめに

大電流パルスを用いた応用には、様々なものがあるが、大電流発生時に誘起さ れる磁場を用いた応用が多い。応用の一つであるZピンチでは、磁場によって大 きな磁気圧を発生させ、それによって、プラズマなどの運動エネルギーに変換す る。プラズマは、Z軸上に集まり、運動エネルギーは最終的には、熱エネルギー となり、X線などの輻射エネルギーとなる。運動エネルギーから、輻射エネルギ ーへの変換効率が高いことが、この方法の特徴でもある。

このとき発生する輻射エネルギーの応用として、 X線リソグラフィーなどの、 微細加工に応用することが出来る。

2ビンチプラズマの応用の一つに軟X線レーザーの発振がある。現在、短波長のコヒーレント光のニーズは産業界からも要望されている。軟X線レーザーの発振には、電子衝突励起、衝突再結合、輻射共鳴励起等、様々な方法が提案されている。現在、核融合用の高出力ガラスレザーや炭酸ガスレーザーを用いて軟X線レーザーの発振が報告され、短波長化も進んでいる。しかし、これらのレーザーは装置も大型であり装置のコストも低いとは言いがたい。

これに対し、 Z ピンチでは、 高温高密度のプラズマが線状に形成される軟 X 線 レーザー発振に用いることが可能である。 核融合用の高出力レザーをもちいるこ ととは異なり、 提案されている Z ピンチプラズマを用いた軟 X 線レーザーは、 装 置も小型化することが出来、 安価に出来る可能性がある。

軟X線レーザーの発振には、さまざまな条件を満たす必要がある。第一に、発 振方向に均一な高温高密度のプラズマを生成することである。核融合用レーザー を用いたX線レーザー実験では、高出力のレーザーパルスをラインフォーカスさ せ、線状の均一な高温高密度プラズマを生成している。この媒質中でレーザー遷 移が行われれば、プラズマの軸方向にレーザー光が発振する。X線用のミラーが ないため、X線レーザーでは、一般のレーザーとは異なり、共振器を組むことは 出来ない。そのため、ASE発振となる。実用を考えた場合、ゲインは10程度

-75-

が必要とされている。

この章では、軟X線レーザー発振のための予備実験とも言えるライナー爆縮に よる軟X線発生及びパイプフォームターゲットによる実験について述べる。アル ミニウムのワイヤーを負荷にしたとき、X線出力強度は25GWに達し、800JのX線 エネルギーが得られた。また、軸上にパイプ状のフォームターゲットを置くこと によって均一なプラズマが、ターゲット周辺に得られ、ターゲット内面からもX 線の発光が観測された。このことは、X線レーザー発振に必要なプラズマの生成 に有効であることが示された。

5-4でこの章をまとめる。

5-2. 大強度 X 線発生実験¹⁾⁻⁶⁾

高温高密度プラズマからは大量のX線が放出される。パルスパワー駆動のライ ナー爆縮では運動エネルギーから輻射のエネルギーへの変換効率が高いと言う利 点がある。

実験では、第四章で述べたトランスフォーマーからの出力電流1MAをアルミニウム等のワイヤーに流すことによって、高温高密度プラズマを生成した。



X-ray Framing Camera

第5-1図 ライナー実験配置

実験装置及び実験で計測された物理量及び用いた計測器について述べる。実験 配置は第5-1図に示す通りである。ダイオード電流は、ダミー負荷実験同様、 アクリルインシュレィーター内にあるBドットプローブで計測した。

X線計測としては、時間分解された計測としてX線ダイオード(<u>x-r</u>ay diode,X RD)、X線ビンダイオード(x-ray p-i-n diode)、X線フレーミングカメラ(x-ray framing camera)を用い、時間積分の情報としては、X線ビンホールカメラ(<u>x-r</u> ay <u>pinhole camera,XPHC</u>)、透過型X線分光器(<u>Transmission grating Spectrome</u> ter,TGSM)を用いた。

X R D は、プラズマ上部に置かれた。フォトカソードにアルミニウムを蒸着し たものを用い、-1kVのバイアス電圧を印加した。X R D は、アルミニウムの仕事 関数より大きいエネルギーのフォトン(X 線)がアルミニウムにあたるときに放 出する電子によってX 線の強度をエネルギー分解すると共に時間分解することも 可能である。放出された電子は、フォトカソード前面に置かれたニッケルメッシ ュによって捕らえられる。フォトカソードとニッケルメッシュとの間隔は、出力 信号の線形性を保つため、印加電圧とチャイルド・ラングミュアの空間電子電流 密度を越えないように配慮した。X R D は数種類のフィルターを用いることによ って、X 線のエネルギー分解を持たせることが出来る。これは、フィルターの材 質である元素が持つ固有の吸収端(K エッジ等)を用いてることによって実現さ れる。

XPHCは、 z 軸方向と r 方向の 2 方向からビンチプラズマの時間積分像を得、 最小ビンチ径を計測した。



第5-2図 X線ダイオード(XRD)



X線フレーミングイメージ計測システム

第5-3図

X線フレーミングカメラはビンチの様子の時間分解像を計測するために用いた。 Zビンチ実験におけるX線像の時間分解計測によって、プラズマの運動、不安定 性、温度の空間分解・時間分解された情報を得ることができるため、X線・フレ ーミング・カメラ(XFC)は、非常に有力な計測器であるといえる。XFCは、 レーザーによる爆縮実験の様に現象が1ns程度で終わるものに対しては、オースト ンスイッチを用いたものが開発されている。これに対して、パルスパワー駆動の Zビンチ爆縮の実験では、パルス幅が長く(>50ns)、現象もその程度の時間スケー ルであるため、あまり難しいものではなく、最近のビデオ技術や高電圧・短パル スのパルス発生技術の進歩により民生品だけで組上がったXFCを作ることが可 能となった。今回、用いたシステムは、MCP(Micro Channel Plate)にゲート 電圧(~1kV)を短時間(~10ns)印加し、光電子を増倍させた後、電子を加速し(加 速電圧~3kV)、蛍光面(フォスファー: Phospher)に電子を当て、可視光(530 ~560nm)に変換し、その像をCCDカメラ(Charge Couple Device Camera)で 捕らえ、SVHSビデオテープに録画した後、画像解析装置(DVS-3000:HAMAMAT U)でビデオの1コマをフロッピィーディスクに落し、解析した。

MCP (Micro Channel Plate) は、数多くのガラスキャビラリー(ガラス細管 :通常チャンネルと呼ばれる)が集まった構造をした二次電子像倍装置である(チャンネル径 12μm・厚さ0.6mm)。MCPに当った光は、その表面で光電子を 1個発生させ、その電子は、MCP後面に伝搬する間にチャンネルの壁面に当た り二次電子をたたき出し、MCP後面からは数多くの電子が増倍されて出てくる。

-78-

MCPは光だけでなく、荷電粒子等にも感度を有する。1インチのMCPには、 このチャンネルが約150万本含まれており、チャンネルの開口面積の全面積に 対する比率(0AR)は通常60%程度に作られている。また、受光効率を高めるために、 MCPの軸は、数度傾けられている。以下では、実験の関係上、MCPに入射す る粒子は光子(軟X線)に限る。

MCPの感度(f MCP)は次のように定義される

f MCP=光電子の個数/入射光子の個数 (5-1) つまり、1個のフォトンがMCP表面に入射したとき何個の光電子が発生するか を示している。fMCPは、入射フォトンのエネルギーに強く依存すため、fMCPは、 f MCP(hv)となる。フォトンのエネルギーの小さい可視光の領域ではMCPは感 度を有さず、真空紫外の領域から感度を有する。(10eV以下では感度を有さない :光子の最低エネルギーはMCPを構成している材質の仕事関数で決まる。MC Pの材質はPb043%, Si0243%、B2033%,Bao1%、他10%である)紫外域で感度を得る

	エネルギー	感度 (%)
Electron	0.2~2keV	50~85
	2~50keV	10~60
lon	0.5~ 2keV	5~58
(H+,He+,Ar+)	2~50keV	60~85
	50~200keV	4~60
UV	300~1100A	2~10
	1100~1500A	1~ 5
Soft x-ray	2~50A	5~15
X-ray	0.12~0.2A	~ 1
Particle*)	1~10GeV	~95
Neutron	2.5~14MeV	0.1~0.64

第5-1表. MCPの検出感度

*)高エネルギー粒子(ρ、 π)

ためにはCsI等の仕事関数の小さな物質をコートしたMCPを用いる。ここで、 感度を考えるときはMCPの内部を伝搬する間の2次電子は考えられていない。 伝搬する間に発生する2次電子は、次に述べる利得(ゲイン)で与えられる。一 般に、感度はXUVからX線の領域では、10%程度である。感度が100%にならない 理由として、MCPの開口率が60%であること等があげられる。感度に関するデー 夕は様々な論文に紹介されているが、その値には若干のばらつきが見られる。ま た、その他のエネルギーのフォトン及び粒子に対する感度を第5-1表に示す。

MCP全面に当たったフォトンは、光電効果によりfMCPで与えられる2次電子 を1個放出する。MCPには電圧が印加されているため電子はチャンネル間を放 物運動しながら、チャンネル壁面に当たり2次電子を増倍させる。最初に発生し た1個の2次電子によって、MCP後面からは、G個の電子となって、出てくる。 このGを利得(ゲイン)と呼ぶ。Gは印加電圧に依存し(G=G(V))、10²~1 0⁴程度である。これ以上のゲインを必要とする場合、印加電圧を高くしても飽和 領域に達してしまうので、MCPを複数枚用いる方がよい。MCP印加電圧とゲ インとの関係を第5-4図に示す。MCP1枚で、リニアリティーのある領域は ゲインが10⁴程度までである。

MCPで増倍された電子は更に加速され蛍光面に当たり可視光に変換される。 蛍光体によって発光波長入は異なり、第5-2表に示される。ここでrは、発光 減衰時間である。実験に用いた蛍光体は、P-20である。電子から可視光への変換 効率ηは、

 $\eta = 0.01$ Photons/eV

(5-2)

であたえらる。1eVのエネルギーを持った電子1個で、0.01個のフォトンが発生す



第5-4図 MCP印加電圧と利得

-80-

第5-2表. 蛍光面発光特性

	P-11	P-20	P-47
λ(nm)	450	530~560	410
τ(μs)	460	50~2000	0.08

る。

以上より、MCPにhνのエネルギーを持ったフォトンがNin個入射したとき、 蛍光面から発光する可視光のフォトン数Noutは、

Nout= Nin・f MCP(hν)・G(V)・E・η (5-3) で与えられる。ここで、EはMCPと蛍光面の間に印加された電子の加速電圧で ある。

CCDカメラは固体撮像管を用いた小型カメラで、電子の目を数多く持ったカ メラと思えばよい。用いたカメラはSONYのXC-77である。このカメラは 有効絵素数(768(H)x493(V))で、 撮像面積は8.8mmx6.6mmであり、 1/30秒間に絵 素(pixcel)に蓄積された電荷を映像信号として送り出す。CCD素子の1絵素 の大きさは11.0x13.0μmであり、隣合うCCD素子の間隔は、0.46(H)x0.34(V)ル mであり(93%)、その全面が感度を有している訳ではなく、34%の面積が感度を有す る(有効感度開口率)。また、このカメラの出力電圧は1Vピークであり、5μV/e lectronの関係がある(2.0x10⁵ electron/V)。 また、 波長555 n mのフォトンに対 して、CCDの量子効率(Q.E)は、0.6である。つまり、1個のフォトンで、0.6e lectronの電荷を蓄積する。結局、1VのCCDカメラ出力を、555nmの光で得る には、1.1x10⁶個のフォトンが必要である(2.0x105/0.93/0.34/0.6)。DVS-3000で は、CCDカメラの出力1Vを28(=256)階調に割って与えられる。CCDカメラ に1.1x10⁶個以上のフォトンが入った場合、出力信号のリニアリティーが悪化し、 45度で上がっていた直線は、9度で上がる直線となる。また最大蓄積電荷量は、1 Vの出力を発生させる電荷量の約3倍を限度としている。1V以上の信号がDVS-300 0に入った場合、輝度の値は255で切られる。また、このCCDカメラには、赤外

-81-

線カットのフィルターがCCD素子前面に装着されている。このフィルターは、 C3077タイプと呼ばれ、555nm付近では93%の透過率を有する。

MCP及び蛍光体に印加される電圧は、Lasermetrix社製の高電圧パルサーで、 その出力は+1~5kVであり、立ち上がりは、数nsである。パルサーのトリガーはト ランスミッションラインの電圧プローブから取った。

MCPに印加される電圧はそのままMCPのゲインに関係する印加電圧ではないことに注意をする必要がある。MCPに電圧を印加するとき、電子の加速の方向さえ考えに入れてあれば、MCPの裏表のどちらを、グランドに落としてもよい。

第5-3表. MCP・蛍光体の静電容量

	C (pF)
MCP_IN / MCP_OUT	24
MCP_OUT / PHOSPHER	110

用いた高電圧パルサーは+HVのパルスしか出力しないため、フォスファーを +HV、MCP_INをGNDにして実験は行われた。フォスファーに+Voを印加 した時MCPの両端には、0.18Voの電圧が印加されることになる。MCPのゲイ ンを充分に得るためには、Voは4kV以上が必要となってくる。

Z軸方向からプラズマを観察した。ピンホール径は100μmである。プラズマか らピンホールまでは、190mmで、ピンホールからMCP面までは、190mmであり、 倍率は1倍である。MCPは4チャンネルあり、~10ns程度のディレーを持たせて ゲート電圧は印加される。

X線のスペクトルは透過型の分光器 (<u>T</u>ransmission grating <u>Spectrometer</u>,TG SM) で計測した。TGSMは、1000本/mmのグレーティングであり、計測 可能エネルギー範囲(30eV~1.4keV)、スペクトル分解能及び空間分解能はそれぞ れ10、100μmである。

実験を通してライナーに流した電流は1MAである(第4章参照)。第5-5図に 電流の時間微分波形(dB/dt)とXRDの波形を示す。このときのXRDに用いたフ



第5-5図 電流の時間微分波形(dB/dt)とXRD波形

ィルターはパリレン(C®H®)を用いた。このフィルターの感度領域は100-270e Vであり、これはアルミニウムのL殻、ニッケルではM殻からの輻射に対応する。 感度曲線は270eV以上では、急激に減少する。これは、炭素のK吸収端に一致する ためである。dB/dt波形の減少するときとXRDのピークが一致している。

これは、次のように説明される。 Z ビンチプラズマはダイオード電流によって 中心軸に向かってまず加速される。中心軸に近づくにしたがってインダクタンス が急激に増加し、dL/dtで決まるインビーダンスが増加する。これによって、電流 の増加率は減少する。それと同時に、プラズマは中心軸上で衝突・熱化しX線を 放出する。第一のビークの後もX線の発生がみられるのは、プラズマの跳ね返り によって再度プラズマが中心軸上に集められて、X線を発生すると考えられる。

第5-6図にTGSMから得られたアルミニウムプラズマのX線スペクトルを 示す。100eV以上の輻射(A1のL殻からの輻射に対応)が観測された。これより、 プラズマの温度は40eV程度であると考えられる。また、L殻からの輻射は約800J となった。この値は、X線のパルス幅~30nsと考えると、強度は30GWとなり、X RDによる計測とも一致する(第4章参照)。

フレーミングカメラの実験結果を第5-7図に示す。ライナーはニッケルワイ ヤー4本であり、その太さは25μmである。図を見ても分かるようにプラズマが中 心付近に集まっている様子が分かる。

-83-



λ '(Å) WAVELENGTH

第5-6図 アルミニウムプラズマのX線スペクトル

wire

ch. 1



#3108

ch. 2



ch. 3

ch. 4

第5-7図 フレーミング像

ここでは、得られた画像データより、プラズマの温度をその輻射より求めるた めの解析方法を述べる。解析モデルは、非常に困難を伴う。その原因として、

1) プラズマは黒体輻射をしているか。

1cm

Δ~200µm

2) MCPの感度はX線のエネルギーに依存する。

等がある。一般に高温高密度プラズマからの輻射は黒体とはなっておらず、その スペクトルが明かでない場合は温度は決定できない。ここでの解析では、プラズ マは黒体であると仮定した。また、MCPの感度は計測している波長領域では一 定であると仮定して解析した。

電子温度 T (eV)、発光面積 S (m²)のプラズマからの輻射エネルギーは、プランク の輻射則より、単位立体角当り(sr)、単位時間当り(s)、単位エネルギー当り(eV)のエネルギーとして、次式で与えられる。

 $I p(\nu) = \frac{2e^{4}}{c 2h 3} \cdot \frac{\nu^{3}}{e x p (\nu / T) - 1} \cdot d\nu \qquad (5-4)$

で与えられる。ここで、ッとTはeV単位である。この式をhvで割れば、 [v, v+dv] のエネルギー幅のフォトンの個数が分かる。この区間のフォトン数 N photondvは

N photon d
$$\nu = \frac{I p(\nu)}{h \nu} d \nu \cdot S \cdot \tau \cdot \Omega$$
 (5-5)

で与えられる。ここで、Sはブラズマの面積(m²)、τはMCPに電圧の印加され ている時間(s)、Ωはプラズマから見たピンホールの立体角(sr)である。

MCPの感度は、上で述べたように入射フォトンのエネルギーに依存するので、 蛍光面から放出される可視光の総フォトン数Noutは

$$N \text{ out} = \int \frac{f \text{ MCP}(V) \cdot I p(v)}{h v} \cdot d v \cdot G(V) \cdot E \cdot \eta \cdot S \cdot \tau \cdot \Omega$$
(5-6)

で与えられる。

蛍光面から発せられる可視光は、像の面積Simg(m²)からNout個の光子を放出 し、その分布は cosθ分布していると考えられる。CCDカメラのレンズに入 った光は減衰することなくCCDの素子に入ると仮定する。CCDに入ったフォ トンは上で述べたように電荷に変換され、1Vpeakのビデオ信号となってモニター に送られる。

今回の実験で用いたパラメーターを、次に示す。

MCP · 蛍光面関係

MCP感度	:	f MCP	- =	0.05		
ゲイン	:	G	=	2.2x10 ²	(720	V)

蛍光面加速電圧	: E	= 3.3 kV
蛍光面効率	: η	= 0.01 photons/eV
ゲート時間	: τ	= 10 ns

カメラ系

立体角	: $\Omega PH = 2.17 \times 10^{-7}$	sr
立体角	: $\Omega \text{ CCD} = 2.50 \times 10^{-4}$:	sr

赤外フィルター透過率 : k = 0.93 (555nm)

ここで、 Ω PHはプラズマから見たビンホールの立体角、 Ω CCDは蛍光面から見た C C D カメラのレンズの立体角である。

簡単のために、 f MCPはMCPの感度のある15eV以上のエネルギー領域で0.05と 一定とした。これらよりピンホールを通過する総フォトン数をNinとし、 CCD カメラに入るフォトン数をNCCDとすると、

N CCD =8.5x10⁻²・N in (5-7) となる。

テレビ画面上の1画素(pixcel)は、被写体の150x150µmの大きさに対応する。 カメラ系の倍率は、x1であるのでテレビ上の1画素が、プラズマの大きさに等 しい。つまり、テレビの1画素を解析するには、(5-5)、(5-6)式に於 けるプラズマの面積Sを2.25x10⁻⁸(m²)とすればよい。

プラズマの温度と画素の輝度の関係より、ビンホールにフィルターを施してな い場合、このシステムではプラズマの温度は14eV以下しか計測できない。これ以 上の温度のプラズマを計測する場合は、ビンホールにフィルターをいれるか、C CDカメラにNDフィルターを入れて光量を落とす必要がある。光量を落として も、4チャンネル全てが観測されるのならばNDフィルターの方が蛍光面からの 光子のエネルギーとそれに対する滅衰率がはっきりしているので、計測には向い ていると思われる。金属等で作ったフィルターはX線の波長依存を持つので、少 々使いにくい。

実験では、爆縮したプラズマの中心部分ではモニター上の輝度が256を越えているため、これ以上の温度には、なっているとしか言えないが、XPHCの計測で、国体輻射を仮定した場合、T=20eV前後であるのであまり開きはないと思われる。また、上で様々な仮定をしたが、ほぼ妥当であると言える。

5-3. X線レーザー用ターゲット実験

5-3-1. はじめに

軟X線レーザー発振には、軸方向に均一な高温高密度のプラズマが必要である。 核融合用のレーザーでは、レンズ系の若干の変更によって、線上の集光が可能で ある。それに対して、 Z ビンチでは線上にプラズマが集まるが、それは均一とは いいがたい。



第5-8図 軟X線レーザー

Zビンチでは、例えばアルミニウム/フッ素の組合せの輻射励起による軟X線
 レーザーの提案がある。この方法によると、フッ素を励起するために、T=12
 5 e VのアルミニウムからのX線が必要となる。この時、フッ素様アルミニウム
 2 s²-2 s 4 p 遷移の99.2 でフッ素を励起する。発振レーザー波長は、5
 5 4,513Åが予想されている。

輻射励起のX線レーザーでは、特定のラインX線を用いるため、励起用プラズ マの温度、密度の制御が重要である。またレーザー発振を行う媒質のプラズマの 温度、密度も重要なパラメーターとなる。 第5-4表. XUVレーザー遷移^{6),7)}

Laser species	2s ² -2s4p (Å)	Pump Ion	4p-3d Laser	4f-3d Laser
СШ	310.1	M n VI	2177	2163
N IV	197.2	PIX	1284	1079
F VI	99.2	A 1 V	$5\ 5\ 4$	513
NeVII	75.8	AIVII	404	360
NaVII	59.8	AIX	308	285
MgIX	48.3	AIXI	250	230



_____ 48.34A (2p-2s)

第5-9図 輻射共鳴励起型軟X線レーザー発振原理

Zビンチでは、簡単に線状のプラズマを生成することが出来る。しかし、Zビ ンチでは、各種の不安定性によって均一なプラズマを生成することは容易なこと ではない。特に、爆縮時に局所的に発生する高温高密度な部分は、X線レーザー にとって問題となって来ることであろう。

ここでは、 Z ピンチブラズマを用いた軟 X 線レーザー発振のための基礎実験と 言える、パイプフォームターゲット実験について述べる。 ターゲットには、ポン ピングプラズマとレーザーブラズマの相互作用を行う目的だけでなく、上で述べ

第5-5表 Zピンチで起こる不安定性

MHD不安定性	m=0 (ソーセージ)
	m=1 (キンク)
流体力学的不安定性	レイリーティラー

たZビンチプラズマに特有のMHD不安定性を抑制することも目的とする。

5-3-2. ターゲット実験⁸⁾

用いたターゲットは、ボリスチレン・フォームであり、その密度は50mg/cm³で ある。ターゲットの大きさは、外径1.6mm、内径0.8mm、長さ10mmである。フォー ムターゲット上で、プラズマはスタグネイトしターゲットを暖める。ターゲット に当たったときのプラズマ温度の不均一は、ターゲット内面に伝搬する間に、緩 和させることが出来ると考えられる。そのため、ターゲットの密度、質量、大き さに関するパラメーターは、最適化される必要がある。今回の実験では、フォー ムターゲットの質量は、ライナーの数倍となるようにした。

第5-10図にXPHCの像を示す。第5-10図(a)は、ターゲットのな





(a) ターゲットなし、 (b) (c) ターゲットあり





Δ~200µm



ch. 4

第5-11図 フレーミンギ像(ターゲットあり) いときの像である。MHD不安定性が見られる。それに対し、(b)ではターゲ ット上に均一なプラズマが存在していることが分かる。また、(c)を見ても分 かるように、ターゲット内面からの輻射も観測された。黒体輻射を仮定すると、 ターゲットの内面は20eV程度である。これらの結果は、ターゲットの表面のブラ ズマがフォームターゲットを通して内面を暖めたことを示している。ターゲット 表面から内側への熱輸送の機構に付いては、衝撃波、電子熱伝導が考えられる。 ターゲットの存在により、ターゲット表面での不均一がこれらの伝搬により緩和 され、ターゲット内面では、均一性が向上していると考えられる。このことより、 軟 X線レーザー発振のために要求される均一なブラズマの生成には、 z 軸上にフ ォームターゲットを置くことが有効であると考えられる。

第5-11図にフレーミングカメラでの像を示す。CH3のときプラズマは、ター ゲットの周辺にスタグネイトしている様子が分かる。

フォームターゲット実験で得られた結果からA1/FのX線レーザ発振のため の考察を行う。第5-12図は、横軸にターゲット半径、縦軸にプラズマに入っ たエネルギーを取ったグラフである。A1/Fのスキームでは600J/ccのエネルギ ー密度が必要である。#3115、#3109はそれぞれターゲットの初期半径を0.8mm、0 .4mmの時の結果である。この図からターゲットの初期半径は0.2mm以下のものが必 要になって来ると考えられる。

-90-



第5-12図 ターゲット半径に対する要請

5-4. まとめ

この章で得られた結果をまとめると次のようになる。

- (1) ライナー爆縮による軟X線発生実験を行った。アルミニウムのワイヤーを 負荷のときXRDによる計測からX線出力強度は25GWに達した。また分光 結果から、アルミニウムのL設から800」のX線エネルギーが得られた。
- (2) プラズマの運動を解析するためにX線フレーミングカメラを製作した。
- (3)軸上にパイプ状のフォームターゲットを置くことによって均一なプラズマ が、ターゲット周辺に得られ、ターゲット内面からもX線の発光が観測さ れた。
- (4)フォームターゲットはX線レーザー発振に必要なプラズマの生成に有効で あることが示された。
- (5) Zビンチ駆動のX線レーザー発振のための知見が得られた。

参考文献

- J. Shiloh, A. Fisher and N. Rostoker. Phys. Rev. Lett. 39 (1978) 515.
- (2) R. B. Spielman, D. L. Hanson, M. A. Palmer, M. K. Matzen,

T. W. Hussey and J. M. Peek.

J. Appl. Phys. 57 (1985) 830.

(3) R. B. Spielman, M. K. Matzen, M. A. Palmer, F. B. Rand, T. W. Hussey D.H.MacDaniel.

Appl. Phys. Lett. 47 (1985) 229.

- (4) F. C. Young, S. J. Stephanakis, V. E. Scherrer, B. L. Welch,
 G. Mehlman, P. G. Burkhalter and J. P. Apruzese.
 Appl. Phys. Lett 50 (1987) 1053.
- (5) R. Dukart, S. L. Wong, D. Dietrich, R. Forter and R. Stewart. Proc. 5th Int. Cof. High-Power Particle Beams, San Fransisco California, 1983 pp.250.
- (6) S. Maxon, P. Hagelstein, K. Reed and J. Scofield.J. Appl. Phys. 57 (1985) 971.
- (7) J. P. Apruzese and J. Davis.Phys. Rev. A 31 (1985) 2976.
- (8) N. Yugami, S. Umehara, A. Zakou and S. Miyamoto.Jap. J. Appl. Phys 27 (1988) L2385.

第六章 結論

第二章

- (1)誘導性エネルギーシステムを用いたパルス圧縮実験を3種類の負荷で実験 を行った。
- (2)開放スイッチとしてプラズマオープニングスイッチを用い、パルスパワー 装置に取り付けたときの動特性を確認した。
- (3)パルスパワー装置におけるパルス圧縮モデルによって負荷の電圧、電流を 評価することが可能となった。
- (4)1Ωモードにおけるダミー負荷実験では、プリパルスの完全に除去された、 立ち上がりの鋭いパルスが得られた。
- (5)負極性モードの方が正極性に比べ、誘導性エネルギー蓄積システムの動作 は、優っている。これは、スイッチプラズマのシースの形成する極性に依 存することが明かとなった。
- (6) 9 Ωモードの実験では、電圧パルスは6.4 MVに昇圧され、パルス幅も 25 n sに圧縮された。
- (7)スイッチのオープニング後半では、ダイオードからのリターン電流によっ てできる磁場によるプラズマの押し上げが、オープニングに強く寄与する ことが明かとなった。モデル計算においてプラズマの動きをスノープロー モデルで扱うことにより、スイッチの動作を再現することが可能となった。
- (8) スノープローモデルで行ったスイッチインビーダンスの計算は、実験とよい一致を見た。

第三章

- (1)パルス圧縮を行って発生した高電圧パルスを逆収束型ダイオードに印加することによって高輝度のイオンビーム(160TW/cm²rad²)を発生することが可能となった。この値は当時の世界記録である。
 - (2)実験により、輝度βとダイオード電圧Vとの比例則(β∝V^{1.8-2.0})を得

た。この比例則は予想されたものより弱い依存性を示した。これは、ダイ オード電圧が短パルスとなったため、十分なアノードプラズマの生成が行 われなかったためと考えられる。

この結果、ダイオード電圧の短パルス化には、ターンオン時間の短いイオ ン源が必要であることが明かとなった。

- (3)ビームの発散角の原因として、アノードへの磁場の浸み込みがあることが 明かとなった。これは、アノード材を高伝導率にすることによって、緩和 されることが明かとなった。
- (4) 収束型ダイオードによって、0.1TW/cm²の収束強度を得た。
- (5) 収束度を低下させる原因として、①アノードへの磁場の浸み込み、②仮想 陰極の形成の不備が考えられることが明かとなった。
- (6)3層構造のターゲット実験では、イオンビームによるキャノンボール効果が明かとなり、従来の比例則で予想される値の3~5倍の値の噴出圧力が 計測された。この結果は、イオンビームによる慣性核融合を考えた場合、 点火に対する条件を緩和するものであることが明かとなった。

第四章

- (1) パルスパワー用のトランスフォーマーを設計・製作した。出力電流は500 kAから1MAへと2倍に上昇した。
- (2)効率計算の結果から、トランスフォーマーを用いることにより従来の3% から8%へとライナーへのエネルギー効率が上昇することが示された
- (3) プロトタイプのトランスフォーマーの実験から、出力電流の上昇には2次 コイルの出力インダクタンスの低減が必要であることが示された。
- (4)トランスフォーマーの2次コイルの数には最適値が存在し、4ターンであ ることが明かとなった。

第五章

(1) ライナー爆縮による軟X線発生実験を行った。アルミニウムのワイヤーを 負荷のときXRDによる計測からX線出力強度は25GWに達した。また分光 結果から、アルミニウムのL設から800JのX線エネルギーが得られた。 (2) プラズマの運動を解析するために X 線フレーミングカメラを製作した。

- (3)軸上にパイプ状のフォームターゲットを置くことによって均一なプラズマが、ターゲット周辺に得られ、ターゲット内面からもX線の発光が観測された。
- (4) フォームターゲットはX線レーザー発振に必要なプラズマの生成に有効で あることが示された。
- (5) Zピンチ駆動のX線レーザー発振のための知見が得られた。

謝辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭達を賜りました山中千代衛名 誉教授、中井貞雄教授に深厚なる謝意を表します。

あわせて大学院在学中御指導、御教示を戴きました佐野忠雄名誉教授、渡辺健 二教授、横山昌弘教授、石村勉教授、三宅正宣教授、権田俊一教授、山中龍彦教 授、井沢靖和教授、三間圀興教授、西原功修教授に謝意を表します。

本研究を進めるにあたって終始熱心な御助言、討論、激励を戴いた今崎一夫教 授(現:レーザー総研)、宮本修治助手に謝意を表します。

また終始御指導、討論、激励を戴いた加藤義章教授、望月孝晏教授(現: HOYA) 佐々木孝友助教授、山中正宣助教授、中塚正大助教授、北川米喜助教授、矢部孝 助教授(現:群馬大)、吉田國雄講師、井門俊治講師(現:埼玉大)、高部英明 講師、乗松孝好講師、畦地宏講師、実野孝久講師、田中和夫講師並びに大東延久 教授(関西大学)に深く感謝します。

研究生活において、熱心な討論、激励を戴いた宮永憲明助手、西村博明助手、 仁木秀明助手、大道博行助手、藤原閲夫助手、阪部周二助手、白神宏之助手、中 井光男助手に深く感謝します。

最後に本研究に際し様々な形でご協力戴いたレーザー核融合研究センターのス タッフの方々、既に卒業された檜垣哲氏(現:石川島播磨重工)、尾崎哲氏(現 :核融合研)、トランスフォーマーの設計に関して協力して頂いた水口康成氏(現:沖電気)に感謝します。最後に、著者を常に啓発し続けて下さった辻龍介氏 (現:茨城大)、坂和洋一氏、片山秀史氏、遠藤琢磨氏、秋葉龍郎氏、梅原論氏、 安田吉男氏、杢野正明氏、吉岡秀樹氏、雑喉章氏、椿本孝治氏に感謝します。

付録 A パルスパワー装置「励電 IV号」

研究を通じ用いたパルスパワー装置「励電 I V号」についてここでは概説する。 この装置は、マルクス発生器(Marx. Generator)、中間蓄積コンデンサー(ISC. | ntermideate Storage Condenser)、パルス整形ライン(PFL. Pulse Forming Line)、伝送ライン(TL. Transmission Line)から成る。また、装置の出力インピーダ ンスを9Ωにするときの付加装置として、インピーダンス変換ライン(ITL, Impe dance Transforming Line)がある。

マルクス発生器は、油中式であり、各段に2個のコンデンサーを置き直列に接続し、その両端子から両波充電を行う方式で同一のコンデンサーに対して、発生器の段数が1/2になっている。充電電圧は最大50kVで、最大蓄積エネルギーは150kJである。

マルクス発生器から出た電圧波はパルス幅が長い(〜µs)。出力段でのパル ス幅を短くするために、PFLとの間に中間蓄積コンデンサー(ISC)がある。ISCは同 軸の水コンデンサーであり、その出力は、SF6のガスギャップによってPFLに接続 され、電圧波の出力は(~100ns)に圧縮される。

パルス整形ライン(PFL)は、電圧パルスの立ち上がりを急峻なものとするために 出力のギャップスイッチは、低インダクタンスの水中ギャップとなっている。出 力のパルス幅は、50nsである。

PFLを出たパルスは伝送ライン(TL)を通して、ダイオードに導かれる。TLは、同 軸円錐型水ラインで、往復伝搬時間100nsである。

出力インビーダンスを1Ωから9Ωに変換するためにインビーダンス変換ライ ンが用いられる。

第A-1表に励電 IV号の緒元を示す。

第A-1表

マルクス発生器

型式	油中式
コンデンサー	± 50 kV, 2.4 μ F X 2
段数	25段
最大エネルギー	150 kJ
直列容量	48 nF
残留インダクタンス	11. 5 μH

中間蓄積コンデンサー(ISC)

型式	同軸型水コンデンサー
容量	35 n H
特性インピーダンス	2 Ω
往復伝搬時間	130ns
出力ギャップスイッチ	SF。ガスギャップ
スイッチインダクタンス	350 n H
	,

パルス整形ライン(PFL)

型式	同軸型水ライン
容量	31nF
特性インビーダンス	1 Ω
往復伝搬時間	60 n s
出力ギャップスイッチ	自爆型12チャンネル水ギャップ
スイッチインダクタンス	1 0 n H

.

伝搬ライン(TL)

型式 同軸円錐型水ライン 特性インピーダンス 1Ω 往復伝搬時間 100ns 入出力端径比 1:0.47

インピーダンス変換ライン(ITL)

型式	同軸型水ライン
入力特性インピーダンス	1Ω
出力特性インピーダンス	9Ω
片道伝搬時間	66ns
電圧増倍率	2.6
変換効率	70%

付録B.パルスパワーによるエネルギー注入

パルスパワー装置を用いたとき、負荷に効率よくエネルギーを注入する必要が ある。そのために、一般には分布定数回路であるパルスパワー装置と負荷を集中 定数で表される等価回路で解析することがしばしば行われる。パルスパワー装置



第B-1図 パルスパワー装置の等価回路

に用いられる負荷は、イオンダイオードにせよ電子ビームダイオードにせよ一般 に時間に依存する値をとる。解析では負荷の時間変化を追うことは一般には容易 に用いられる負荷は、イオンダイオードにせよ電子ビームダイオードにせよ一般 に時間に依存する値をとる。解析では負荷の時間変化を追うことは一般には容易 ではないので、負荷は一定の抵抗値を有するものとして解析を行う。図Iにパル スパワー装置の等価回路を示す。2V0は開放電圧,Zoはパルスラインの特性イ ンピーダンス,Lは真空隔壁等に存在する寄生インダクタンス,Zdは負荷インピ ーダンスである。また電圧パルスは矩形波でパルス幅はrである。このとき、こ の回路の回路方程式は流れる電流をIとして

 $2 V 0 = (Z o + Z d) I + L \frac{d I}{d t}$ (B-1)

で表され、負荷に注入されるエネルギーEは次式のように表される。

 $E = \int Z dI^2 dt \qquad (B-2)$

この式は簡単に積分され、効率ヵは

 $\eta = E \checkmark (V 0^2 \checkmark Z) \tau_p$

 $= \frac{4Z}{(1+Z)^2} \times$

 $(1 - \frac{1}{(1 + Z^{*})\tau}, (1 - exp(-(1 + Z^{*})\tau^{*})))$ (B-3)

で表される。ここで Z・、 τ・は、次のように定義した。

 $Z' = Z d / Z o, \quad \tau' = \tau p / (L / Z o) \qquad (B-4)$



第B-2図 エネルギー効率

この結果を示したものが第B-2図である。この図を見ても分かるように、高い 効率を得るためには、負荷のインビーダンスをラインの特性インビーダンスに一 致させ、寄生インダクタンスを低減する必要があることがわかる。つまり、

Zd=Z, L/Z→0 (B-5) を満足させることである。

付録C.イオンビームダイオード

パルスパワー装置において、負荷をダイオードと呼ぶ。発生するビームにより、 電子ビームダイオード、イオンビームダイオードと呼ぶ。電子ビームダイオード は、構造が簡単であるが、イオンビームダイオードは電子より質量が大きく発生 しにくいイオンを効率よく発生させるため種々の改良が施されている。一般に、 電子ビームの発生を抑制するために、AK間隙に磁場が印加される。その磁場が、 自己磁場であるか、外磁場であるかによって大きく分けられる。自己磁場型は、 電流量の比較的大きい低インビーダンスの装置に用いられ、高インピーダンスの 装置では、外磁場型が用いられる。外磁場型は、磁場用の駆動電源が必要であり、 ダイオード周辺は、複雑になるという欠点を持つ。また、外磁場型では、磁場の 方向によって、Br型、B*θ*型の2つに大別される。

付録 D イオンビームダイオード効率

外磁場のないPEDダイオードでのイオン効率ヵは

$$\eta = -\frac{I i}{I e} = \frac{B \kappa}{B e}$$
(D-1)

で与えられる。ここでBK、BAは、それぞれカソード・アノードでの磁場であり、 ITは全電流である。また径方向の磁場がある場合には

$$\eta = \frac{B_{\kappa}}{B_{A}} = \left(\frac{B_{\kappa}^{2} - B_{\kappa}R^{2}}{B_{A}^{2} - B_{A}R^{2}}\right)^{0.5} = \frac{B_{\kappa}}{B_{A}} \left(\frac{1 - (B_{\kappa}R^{2}/B_{\kappa})^{2}}{1 - (B_{A}R^{2}/B_{A})^{2}}\right)^{0.5}$$

$$(D-2)$$

となる。


第D-1図 圧力バランスを用いた効率計算モデル図 次に、自己磁場を考えに入れた圧力バランスの関係から求めたダイオード効率 について述べる。

粒子による圧力は

 $P = \gamma m n v^2$

で、ここにm, n, vは粒子の質量、密度、速度である。また磁気圧 Р "は

$$P_{m} = \frac{B^{2}}{2 \mu o}$$
 (D-3)

で表される。電子による粒子圧は

 $P_e < J_e \left(\frac{V^2}{c^2} + \frac{2mV}{e} \right)^{0.5}$ (D-4)

で表され、ここに V はダイオード電圧、 J 。は電子電流密度、 c は光速である。イ オンも同様に

$$P_{i} = J \left(\frac{2MV}{Ze} \right)^{0.5}$$
 (D-5)

Mはイオンの質量、 Z は電離数である。以上よりアノードとカソードの圧力バラ ンスの式は

$$P_{e} + \frac{B^{2}}{2 \mu_{o}} = \frac{B_{B}^{2}}{2 \mu_{o}} + P_{i} \qquad (D-6)$$

となる。いまP。~0とすると

$$\frac{B^{A2}}{2\mu_{\circ}} = \frac{B_{B^{2}}}{2\mu_{\circ}} + J \left(\frac{2MV}{Ze}\right)^{0.5} \qquad (D-7)$$

これを、ヵを用いて書き換えて、

$$\eta^{2} \left(1 + \frac{2}{\eta} \left(\frac{\mu \circ I_{\tau}}{B \circ A} \left(\frac{2MV}{Z \circ C}\right)^{0.5}\right)\right) = 1$$
 (D-8)

となる。ここでAはアノードの面積である。 JiがAについて一様であると仮定した。ここで

$$B_{A} = \frac{\mu_{o} I_{T}}{2 \pi r_{o}} \qquad (D-9)$$

であり

$$f = \frac{4\pi}{\mu \circ I_{T}} \left(\frac{2MV}{Ze}\right)^{0.5}$$
 (D-10)

とおくと、

$$\eta^2 \left(1 + \frac{2 f}{\eta}\right) = 1$$
 (D-11)

と書ける。ここでfはダイオード形状によらず、プロトンに対して

 $f = 1 4 4 5 \frac{V}{I_T}$ (D-12)

と書け、よって効率ヵは

 $\eta \to 1 / 2 f$ (f >> 1) $\eta \to 1 - f$ (f << 1) (D - 13)

いま、JiはAに対して一様であるとしたが、ここで

 $k = J_{i}$ (EDGE) / J_{i} (AVERAGE)

と置くと

となる。 V=1MV、 I_T=1MAに対し、 f=1.4で効率=31%となる。 次に外磁場があるときを考える。外磁場をBcとすると

$$\eta^{2} B_{A}^{2} - B_{K}^{2} = B_{c} + \left(\frac{B_{o} I_{i}}{2 \pi r_{o}} \right)^{2}$$
$$= B_{c} + \eta^{2} \left(\frac{B_{o} I_{T}}{2 \pi r_{o}} \right)^{2} \qquad (D - 14)$$

よって

$$\eta^{2} \left(1 + \frac{2 \operatorname{Gk} \operatorname{f} \eta}{\eta^{2} + \operatorname{P}^{2}}\right) = 1$$
 (D-15)

ここで、Gは形状係数、Pは

•

$$P = \frac{2 \pi r \circ B c}{\mu \circ I \tau} \qquad (D-16)$$

で定義され、実験に用いたIPDでは、Gは

$$G = \frac{r_1^2}{r_2^2 - r_1^2} \qquad (D - 17)$$

で表される。 r1、 r2はアノードの内半径、外半径を表す。このとき、アノード 面積Aは、A=π (r1²-r2²)となり、イオン電流密度Jiは

$$J_{i} = \frac{k I_{i}}{A} = \frac{k \eta I_{\tau}}{(r_{2}^{2} - r_{1}^{2}) \pi} \qquad (D-18)$$

,

.

となる。

業績目録

主要論文

- Pulsed Power Compression by Plasma Opening Switch N.Yugami, S.Miyamoto, H.Fujita, T.Ozaki, K.Imasaki, T.Akiba, S.Nakai and C.Yamanaka Tech. Report of Osaka Univ. 35 255
- 2) Design and Experimental Performance of a Pulsed Power Transformer for liner implosion Experiments
 N.Yugami, Y.Mizuguchi, K.Shimoura, K.Imasaki, S.Miyamoto,
 S.Nakai and C.Yamanaka
 Rev. Sci. Instrum. 59 910 (1988)
- 3) Liner Implosion Experiments with a Pipe Foam Target on Pulsed Power Transformer
 N.Yugami, S.Umehara, A.Zakou and S.Miyamoto Jap. J. Appl. Phys. 27 L2385 (1988)
- 4) Experimental and Analytical Performance of a Pulsed Power Transformer
 N.Yugami, S.Miyamoto, S.Umehara, A.Zakou, K.Imasaki, S.Nakai and C.Yamanaka Jap. J. Appl. Phys. 28 171 (1989)

発表論文

- Performance of Plasma Erosion Opening Switches in High Voltage Pulsed Power Compression S.Miyamoto, N.Yugami, H.Fujita, T.Ozaki, K.Imasaki, S.Nakai and C.Yamanaka Jpn.J.Appl.Phys. 35 L108 (1986)
- 2) Pulsed Power Comperssion Research by Vacuum Opening Switch at ILE Osaka
 S.Miyamoto, N.Yugami, K.Imasaki, S.Nakai and C.Yamanaka
 IEEE Trans. on Plasma Sci. PS-15, 6, 667 (1987)
- 3) Pulsed Power Compression by Fast Opening Switch
 S.Miyamoto, A.Yoshinouchi, N.Yugami, K.Imasaki, S.Nakai and
 C.Yamanaka
 Jpn.J.Appl.Phys. 23 L109 (1984)
- 4) Progress of Inertial Confinement fusion Research by Light Ion Beam S.Miyamoto, K.Imasaki, T.Ozaki, N.Yugami, T.Akiba, S.Sawada, K.Emura, Y.Mizuguchi, T.Suzuki, K.Nishihara, T.Ozaki, S.Nakai and C.Yamanaka

Laser Interaction and Related Plasma Phenomena 7 619 (1986)

- 5) Results on Light Ion Beam Studies for Inertial Confinement Fusion at the Institute of Laser Engineering K.Imasaki, S.Miyamoto, N.Yugami, T.Akiba, S.Sawada, K.Emura, Y.Mizuguchi, K.Shimoura, K.Nishihara, T.Ozaki, S.Nakai and C.Yamanaka Laser and Particle Beams 5, 609 (1987)
- 6) Performance of Radial Focus Applied-B Ion Diode on a Coaxial Pulsed Power Machine
 S.Miyamoto, S.Sawada, K.Emura, N.Yugami, T.Akiba, T.Ozaki, Y.Mizuguchi, K.Imasaki, S.Nakai and C.Yamanaka
 J. Phys. Soc. Japan 57 3277 (1988)
- 7) Studies of Light Ion Beam for Inertial Confinement Fusion by Induction Adder S.Miyamoto, K.Imasaki, N.Yugami, H.Takabe, C.Yamanaka and S.Nakai Laser and Particle Beams 7 (1989)
- 8) Pulse Power Compression by Fast Opening Switch
 S.Miyamoto, A.Yoshinouchi, N.Yugami, K.Imasaki, S.Nakai
 and C.Yamanaka
 ILE Research Report, ILE9317P, Dec.20 (1983)
- 9) Performance of Pulsed Power Compression by Plasma Erosion Opening Switch
 S.Miyamoto and N.Yugami
 ILE Quarterly Progress Report on Inertial Fusion Program Vol 11, 10 (1984)
- O) Present Status of Researches for LIB-ICF at ILE Osaka Univ. K.Imasaki, S.Miyamoto, T.Ozaki, H.Fujita, N.Yugami, S.Nakai and C.Yamanaka ILE Research Report, ILE8412P Oct. 15 (1984)
- 1 1) Pulse Compression and High Voltage ion Diode Experiment S.Miyamoto, H.Fujita and N.Yugami ILE Quarterly Progress Report on Inertial Fusion Program Vol.10, 10 (1984)
- 1 2) Design and Efficiency Calculation of Pulsed Power Transformer for Liner Implosion Experiments on REIDEN IV N.Yugami ILE Quarterly Progress Report, 19 7 (1986)
- 1 3) Z Pinch Implosion by Newly Designed Pulsed Power Transformer N.Yugami

ILE Quarterly Progress Report, 25 30 (1988)

国際会議

- Inertial confinement Fusion Research by Light Ion Beam K.Imasaki, S.Miyamoto, T.Ozaki, H.K.Fujita, N.Yugami, S.Nakai and C.Yamanaka 8th Symposium on Ion Source and Ion-assisted Tech ISIAT '84 June 4-6, 1984
- Light-Ion Fusion Research in Japan K.Imasaki, S.Miyamoto, T.Ozaki, H.K.Fujita, N.Yugami, S.Higaki, S.Nakai, K.Nishihara and C.Yamanaka 10th Int. Conf. on Plasma Phys. and Control Nuclear Fusion Research, IAEA-CN-44/B-П-2 London, 12-19 Sep. 1984
- 3) Experimental Results of Various Liner Implosion
 N.Yugami, T.Suzuki, T.Ozaki, K.Imasaki, S.Miyamoto, S.Sawada,
 T.Akiba, K.Emura, Y.Mizuguchi, S.Nakai and C.Yamanaka
 6th International Conference on High-Power Particle Beams
 June 9-12, 1986, Kobe, Japan
- 4) Ion Beam Measurement on REIDEN IV
 S.Sawada, S.Miyamoto, K.Emura, Y.Mizuguchi, K.Imasaki, T.Ozaki
 N.Yugami, T.Akiba, S.Nakai and C.Yamanaka
 6th International Conference on High-Power Particle Beams
 June 9-12, 1986, Kobe, Japan
- 5) Studies of Inertial Confinement Fusion by Light Ion Beams at ILE K.Imasaki,S.Miyamoto, T.Ozaki, N.Yugami, T.Akiba, S.Sawada, K.Emura, H.Takabe, K.Mima, K.Nishihara, S.Nakai and C.Yamanaka 6th International Conference on High-Power Particle Beams June 9-12, 1986, Kobe, Japan
- 6) Study of Light Ion Beam Diode
 S.Miyamoto, S.Sawada, K.Emura, Y.Mizuguchi, T.Ozaki, N.Yugami
 K.Imasaki, T.Suzuki, S.Nakai and C.Yamanaka
 6th International Conference on High-Power Particle Beams
 June 9-12, 1986, Kobe, Japan
- 7) The Development of the lon Beam Diode Simulation Code "OLION" T.Ozaki, K.Imasaki, S.Miyamioto, N.Yugami, T.Akiba, S.Sawada, K.Emura, K.Nishihara, S.Nakai and C.Yamanaka 6th International Conference on High-Power Particle Beams June 9-12, 1986, Kobe, Japan
- 8) Japanese View of Commercial Drivers for LIB Fusion Reactors

S.Miyamoto, K.Imasaki, N.Yugami, T.Akiba, K.Emura, H.Takabe, K.Nishihara, S.Nakai and C.Yamanaka 3rd Inertial Confinement Fusion System and Application Colloquim Madison, Nov 9–11

 9) Liner Implosion by Pulsed Power Transformer at ILE Osaka N.Yugami, S.Miyamoto, S.Umehara, A.Zakou, K.Imasaki, S.Nakai and C.Yamanaka IEEE International Conference on Plasma Science May 22-24, 1989, Buffalo, New York

国内学会

	1.	オープニングスイッチによる高電圧発生	E	
		物理学会 秋の分科会	会 富山大	1984年10月
	2.	高性能POSの開発		
		物理学会 年会	京都大	1985年 3月
	3.	高速プラズマオープニングスイッチの間	月発	
	_	物理学会 秋の分科会	会 千葉大	1985年10月
	4.	ガスパフライナーによるX線発生		
	_	物理字会 年会	青山学院大	1986年 3月
	э.	フイアー爆縮の研究	入 胆士学校上	10005 05
	ß	初理子会 秋の分科 励電「V号によるスホー構造実験	会 闲四子阮大	1986年 9月
	0.	咖電1~5によるフィノー 体相天訳 物理学会 年会	タナ民てナ	1097年 2日
	7	初生ナ云 キ云 励電IV号にトスライナー惺絵宝験II	石口座工八	1301年 3月
	••	物理学会 秋の分科	会 東北大	1987年 9日
	8.	励電 IV号によるライナー爆縮実験Ⅲ		1001 [0)]
	-	物理学会年会	日大郡山	1988年 3月
	9.	励電 IV号によるライナー爆縮実験IV		
		物理学会 秋の分科	会 広島大	1988年 9月
1	0.	励電 I V 号によるライナー爆縮実験 V	·	
		物理学会年会	東海大平塚	1989年 3月

